

E. Bohm

1969

Untersuchungen zur Struktur des Kerns Os^{190}
über die Reaktion $\text{Os}^{189}(n,\gamma)\text{Os}^{190}$

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Edgar Böhm

1969

Gedruckt mit Genehmigung der naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Frankfurt am Main.

Dekan: Professor Dr. H. Berckhemer

Erster Berichterstatter: Professor Dr. E. Schopper

Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. W. Greiner

Tag der mündlichen Prüfung: 11.7.1969



Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Theorien kollektiver Anregungszustände deformierter gg-Kerne	6
2.1. Die Rotations-Vibrations-Theorie für axialsymmetrische Kerne	6
2.2. Die Theorie des asymmetrischen Rotators	11
2.3. Vergleich beider Theorien	13
3. Untersuchungsmöglichkeiten kollektiver Kerneigen- schaften im Gebiet deformierter Kerne und im Übergangsgebiet	15
4. Anregung kollektiver Zustände, besonders O^+ , im Kern Os^{190}	17
5. Bisherige Ergebnisse über Os^{190}	18
6. Experimente am FRF zur Untersuchung des Kerns Os^{190}	20
6.1. Os-Target und Neutronenfluß	20
6.2. Messung der Einzelspektren	22
6.3. Messung der Koinzidenzspektren	27
7. Diskussion der gefundenen Zustände	34
8. Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußfolgerungen	48
9. Neuere theoretische Entwicklungen	51
Literaturverzeichnis	53



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550827_0118

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Kern Os^{190} über die Reaktion $\text{Os}^{189}(n,\gamma)\text{Os}^{190}$ untersucht. Durch die Messungen der Gamma-Zerfallsenergien des nach Neutroneneinfang hochangeregten Os-Kerns und durch $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen der Zerfallskaskaden sollten Informationen über die Struktur von Os^{190} , insbesondere über Beta- und Zweiphonon-Gamma-Schwingungszustände, gewonnen werden.

In Abschnitt 2 werden zwei verschiedene Theorien zur Beschreibung kollektiver Anregungen deformierter gg-Kerne kurz skizziert. Es sind dies die Rotations-Vibrations-Theorie von Fässler und Greiner als Erweiterung der Theorie von Bohr und Mottelson für Kollektivanregungen rotationssymmetrischer Kerne, sowie die Theorie des asymmetrischen Rotators von Davydov und Filippov. Als von besonderem Interesse sagt die Rot.-Vib.-Theorie neben der β -Schwingung mit $K = 0$, $I = 0, 2, 4 \dots$ bei etwa der doppelten Energie der Einphonon- γ -Schwingung zwei Zweiphonon- γ -Vibrationen mit $K = 0$, $I = 0, 2, 4 \dots$ und $K = 4$, $I = 4, 5, 6 \dots$ voraus.

Wegen des Absinkens der Energien der Einphonon- γ -Schwingung im Übergangsgebiet von stark deformierten zu sphärischen Kernen, etwa zwischen $A = 185$ und $A = 192$, sind dort die Zweiphonon- γ -Schwingungen unterhalb der Teilchenanregung zu erwarten, wie in Abschnitt 3 gezeigt wird. In den Abschnitten 4 und 5 wird die Möglichkeit diskutiert, am Kern Os^{190} die Voraussage der Theorie durch die Suche nach höheren Vibrationsbanden mit $K = 0$ nachzuprüfen. Es wird gezeigt, daß durch β -Zerfall eines Nachbarkerns höhergelegene O^+ -Zustände nur bei Os^{188} erreichbar sind. Hier sind bereits zwei O^+ -Zustände bei 1765 und 1086 keV bekannt, die als β - bzw. Zweiphonon- γ -Vibration gedeutet werden können. Im Os^{190} besteht, neben Os^{188} , die Möglichkeit, nach Neutroneneinfang im nächsttieferen Isotop und einem primären El-Übergang aus dem Einfangszustand ($1^-, 2^-$) des hochangeregten Kerns zu niederenergetischen O^+ -Zuständen zu gelangen. Bei Os^{190} ist die Zweiphonon- γ -Schwingung bei etwa 1 MeV zu erwarten.

In Abschnitt 6 werden die am FRF durchgeführten Experimente zur Aufklärung des Niveau- und Zerfallsschemas von Os^{190} beschrieben. Es wurden mit Ge(Li)-Detektoren hoch- und nieder-energetische (n, γ) -Einzelspektren aufgenommen, durch die eine Reihe bisher nicht bekannter Niveaus mit Spin 0^+ , 1^+ , 2^+ und 3^+ ermittelt werden konnten sowie Übergänge, die beim Zerfall dieser Zustände auftreten. Das Os-Target, das sich im externen Neutronenstrahl befand, war zu 87,3 % am Isotop 189 angereichert. In Koinzidenzmessungen mit einer Ge(Li)-NaJ-Detektor-kombination wurde in einem zweiparametrischen Impulshöhenanaly-sator das hoch-niederenergetische Koinzidenzspektrum aufge-nommen, wodurch der Zerfall der meisten der gefundenen Niveaus unterhalb 2 MeV aufgeklärt werden konnte. Die ermittelten Intensitäten der Koinzidenzübergänge erlaubten in einer Dis-kussion des Zerfallsschemas in Abschnitt 7 gewisse einschrän-kende Aussagen über die Spins der gefundenen Zustände zu machen. Dabei wurde versucht, zwei Zustände bei 912 und 1113 keV, die sich gut als 0^+ - und 2^+ -Zustand erklären lassen, als Zweiphonon- γ -Schwingung mit $K = 0$ und erster Rotationszu-stand der sich darauf aufbauenden Rotationsbande zu deuten, allerdings mit β -Schwingungsanteilen vermischt. Ein vorher bekanntes 4^+ -Niveau bei 1163 keV läßt sich in diesem Zusammen-hang gut erklären als Kopf der Zweiphonon- γ -Bande mit $K = 4$, zumal dessen Zerfall ausschließlich zur Einphonon- γ -Bande erfolgt. Weitere mögliche 0^+ -Zustände wurden bei 1381, 1545 und 1732 keV gefunden, jedoch ist hier eine Zuordnung zu be-stimmten Anregungstypen nicht möglich, da bei höheren Energien zunehmend mit Zweiquasiteilchenanregungen zu rechnen ist. Es wurde der Versuch unternommen, aus diesen Zuständen, für die neben 0 auch Spin 1 oder 3 in Frage kommen, und weiteren Zu-ständen bei 1433, 1677 und 1857 keV mit Spin $(1, 2, 3)^+$ weitere Rotationsbanden zu finden. Es ist möglich, daß die Zustände mit 1677 und 1857 keV Anregungsenergie aufgrund ihres Zerfallscharakters $K = 1$ und Spin 2^+ und 3^+ besitzen und zu einer Rotationsbande mit $K = 1$ gehören, während die Zustände bei 1432 und 1545 keV mit Spin 2^+ bzw. 3^+ Zustände einer Rotationsbande mit $K = 2$ darstellen können.

1. Einleitung

gg-Kerne im Massenzahlenbereich von $A = 150 - 180$ zeigen tiefliegende Energieniveaus, die wegen der durch die Paarungsenergie bedingten Energielücke für Teilchenanregungen nur kollektiven Charakter haben können. Typisch ist eine bei allen Kernen beobachtete Rotationsbande über dem Grundzustand mit den Zuständen 0^+ (Grundzustand), 2^+ , 4^+ , 6^+ ..., die im angegebenen Energiebereich einen fast konstanten Verlauf aufweisen, wie in Abb. 1 am Beispiel des 2^+ - und 4^+ -Niveaus gezeigt wird. Die Grundzustandsrotationsbande ist bei vielen Kernen bis zum 12^+ -Zustand beobachtet worden. Aus dem Auftreten von Rotationsanregungszuständen ist zu schließen, daß diese Kerne keine sphärische Gestalt besitzen, sondern deformiert sind.

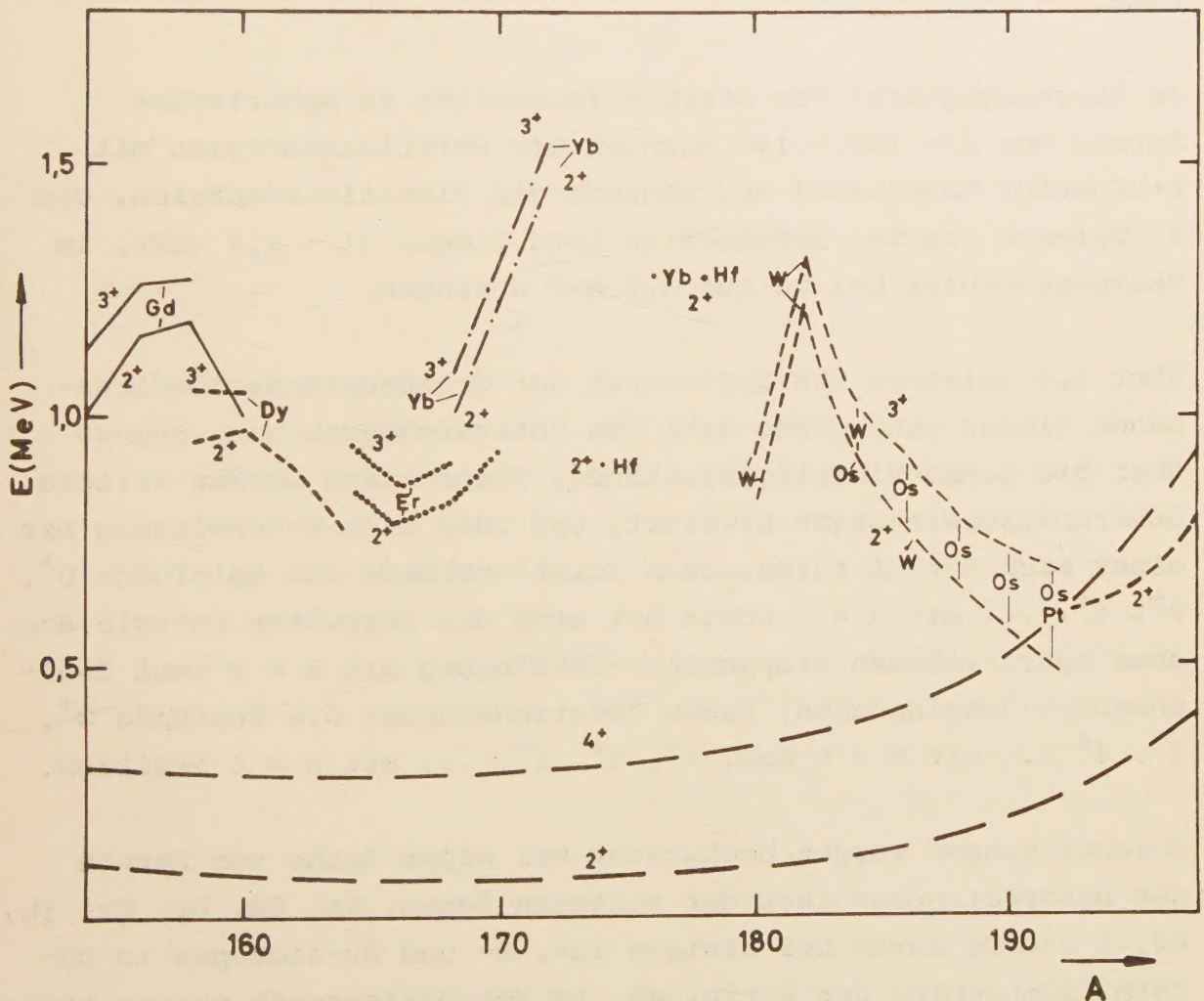


Abb.1 Energie der Grundzustandsrotationsbande und der Gamma-Vibrationsbande bei deformierten Kernen und im Übergangsgebiet zu sphärischen Kernen.

Weiterhin tritt eine Rotationsbande mit 2^+ - und 3^+ -Niveaus bei einer Reihe von Kernen im angegebenen Massenzahlenbereich zwischen 800 und 1500 keV auf, die als Rotationen des zu einer Quadrupol- γ -Schwingung angeregten deformierten Kerns gedeutet werden. Diese Rotationszustände zeigen über den gesamten Bereich zwar nicht den gleichen glatten Verlauf wie die der Grundzustandsrotationsbande, weisen aber überall etwa den gleichen Abstand von ungefähr 100 keV voneinander auf (Abb. 1).

Im Bereich der Kerne mit magischen Protonen- und Neutronenzahlen werden keine Niveaus mit Rotationscharakter beobachtet, es handelt sich um sphärische Kerne, deren kollektive Anregungen Schwingungszustände eines harmonischen Oszillators sind.

Im Übergangsgebiet von stark deformierten zu sphärischen Kernen von $A = 180 - 190$ wachsen die Rotationsenergien mit steigender Massenzahl an, während die Vibrationsenergien, die im Bereich starker Deformation hoch liegen (1 - 1,5 MeV), im Übergangsgebiet bei Os auf 0,5 MeV absinken.

Über die Existenz und Systematik der Grundzustandsrotationsbande liegen eine große Zahl von Untersuchungen vor, ebenso über die Gamma-Vibrationszustände. Theoretisch werden weitere Quadrupolschwingungen erwartet, und zwar eine β -Schwingung mit einer sich darauf aufbauenden Rotationsbande der Spinfolge 0^+ , 2^+ , 4^+ , ... mit $K = 0$ sowie bei etwa der doppelten Energie der oben beschriebenen Einphonon- γ -Schwingung mit $K = 2$ zwei Zweiphonon- γ -Schwingungen, deren Rotationsbanden die Zustände 0^+ , 2^+ , 4^+ ... mit $K = 0$ bzw. 4^+ , 5^+ , 6^+ , ... mit $K = 4$ besitzen.

β -Schwingungen wurden beobachtet bei einer Reihe von Kernen des Deformationsgebiets der seltenen Erden, Sm, Gd, Dy, Er, Yb, Hf, W und Os sowie bei einigen Th-, U- und Pu-Isotopen im Deformationsgebiet der Actiniden. In den Os-Isotopen wurden einige Zustände gefunden, die man als Zweiphonon- γ -Schwingungszustände zu deuten versucht hat: Os¹⁸⁶, 1356 keV, $K = I = 4$; Os¹⁸⁸, 1086 keV, $K = I = 0$; und Os¹⁹⁰, 1163 keV, $K = I = 4$.

Diese Zweiphononen-Schwingungen sind nur im Übergangsgebiet zu beobachten; hier sind sie bei etwa 1 - 1,5 MeV zu erwarten, bei gg-Kernen unterhalb des Bereiches dicht liegender Teilchenanregungszustände. Untersuchungen an Kernen des Übergangsgebiets können deshalb weitere Informationen liefern über das Vorhandensein von Zweiphonon-Anregungszuständen.

2. Theorien kollektiver Anregungszustände

2.1. Die Rotations-Vibrations-Theorie für axialsymmetrische Kerne

Um die Niederenergieniveaus deformierter Kerne beschreiben zu können, behandeln Bohr und Mottelson (1) den Kern als Tröpfchen einer reibungs- und wirbelfreien inkompressiblen Flüssigkeit (hydrodynamische Näherung). Die Oberfläche eines solchen Kerns kann in der Form dargestellt werden:

$$1) \quad R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right)$$

Die einfachste Gestalt eines deformierten Kerns ist die eines zwei- oder dreiachsigen Ellipsoids, d.h. einer Quadrupolform mit $\lambda = 2$. Normalerweise vernachlässigt man die höheren Glieder mit $\lambda > 2$ (Oktupol usw.). Ein solcher Kern kann zu Rotationen und Oberflächenschwingungen angeregt werden. Der Hamiltonoperator für die Bewegung der Oberfläche im raumfesten Koordinatensystem lautet:

$$2) \quad H = H_{\text{vib}} + H_{\text{rot}} = \frac{B}{2} \sum_{\mu} (\dot{\alpha}_{2\mu}^+ \dot{\alpha}_{2\mu}) + V(\alpha_{2\mu})$$

Teilchenanregungen wurden hierbei nicht berücksichtigt; bei gg-Kernen werden diese wegen der Paarungsenergielücke erst oberhalb 1,5 - 2 MeV erwartet.

Man gelangt zu einer einfacheren Form für die Kernoberfläche und den Hamiltonoperator, wenn die Hauptachsen des Ellipsoids mit den Achsen des Koordinatensystems übereinstimmen. Nach Transformation mit den Eulerschen Drehmatrizen ins körperfest System mit den Kollektivkoordinaten $a_{\mu}(t)$

$$3) \quad a_{\mu} = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^* \alpha_{\nu}$$

lautet die Kernoberfläche im intrinsic System sowie der Hamiltonoperator:

$$4) \quad R = R_0 (1 + a_0 Y_{20} + a_2 (Y_{22} + Y_{2-2})) \text{ und } H = \frac{B}{2} \sum_{\mu} (\dot{a}_{2\mu}^+ \dot{a}_{2\mu}) + V(a_{2\mu})$$

Bohr und Mottelson bezeichnen die Änderung von a_0 als Beta-Schwingung und die von a_2 als Gamma-Schwingung mittels der Transformation:

$$5) \quad a_0 = \beta \cos \gamma ; \quad a_2 = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma$$

Dabei schwingt der Kern für kleine a_0 und a_2 bzw. β und γ harmonisch um eine axialsymmetrische Gleichgewichtslage $a_0 = \beta_0$ und $a_2 = 0$ mit den Amplituden a'_0 bzw. a'_2 . Durch die γ -Schwingung wird die Rotationssymmetrie aufgehoben.

Bei spezieller Wahl des $a_0 a_2$ -Raumes wird der Hamiltonoperator für die Kollektivbewegung (2, 3):

$$6) \quad H = \sum_K \frac{m_K^2}{2J_K(a_v)} - \frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{\partial^2}{\partial a_0^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial a_2^2} - \frac{(3a_0^2 + 6a_2^2)^2}{8a_2^2(3a_0^2 - 2a_2^2)^2} \right] + V(a_0 a_2)$$

J_K sind die Trägheitsmomente des Kerns um die drei Hauptachsen, m_K die Operatoren der Drehimpulskomponenten längs der Hauptachsen, während B einen Massenparameter darstellt. Der erste Term ist der Energieoperator einer Rotation um die Hauptachsen, der zweite Ausdruck stellt den Operator der Schwingungsenergie in beiden Koordinatenrichtungen a_0 und a_2 dar.

Wenn Rotation und Schwingungen nicht adiabatisch erfolgen, also nicht $E_{\text{rot}} \ll E_{\text{vib}}$ gilt, beeinflussen sich beide Bewegungen. Die Wechselwirkung zwischen Rotation und Vibration im Hamiltonoperator ist durch die Abhängigkeit der Trägheitsmomente von den durch den Schwingungszustand des Kerns bestimmten Koordinaten $a_\mu(t)$ gegeben. In der Rotations-Vibrations-Theorie (Faessler, Greiner, 2, 3, 5) werden unter der Voraussetzung kleiner Auslenkungen, $a'_\mu/\beta_0 \ll 1$, die reziproken Trägheitsmomente und der für $a_2 = 0$ divergente Potentialterm in Gl. 6 nach Potenzen von $\frac{a'}{\beta_0}$ entwickelt. Der Hamiltonoperator läßt sich dann separieren in einen Anteil, der die kollektiven Bewegungen ohne Wechselwirkung enthält, und einen Anteil für die Wechselwirkungsenergie zwischen Rotation und Vibration.

$$7) \quad H = H_{\text{rot}} + H_{\text{vib}} + H_{\text{vib-rot}} + V(a_0 a_2) = H_0 + H'$$

$$8) \quad H_0 = H_{\text{rot}} + H_{\text{vib}} + V = \frac{m_+^2 - m_3^2}{2J_0} + \frac{m_3^2 - m_-^2}{16Ba_2^2} + \frac{\hbar^2}{2B} \left(\frac{\partial^2}{\partial a_0'^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2}{\partial a_2'^2} \right) + \frac{C_0}{2} a_0'^2 + C_2 a_2'^2$$

$$9) \quad H' = H_{\text{vib-rot}} = \frac{m_+^2 - m_3^2}{2J_0} \left(-\frac{2a_0'}{\beta_0} + \frac{3a_0'^2}{\beta_0^2} + \frac{2a_2'^2}{\beta_0^2} \right) - \frac{m_+^2 + m_-^2}{2J_0} \left(\frac{\sqrt{6}}{3} \frac{a_2'}{\beta_0} - \sqrt{6} \frac{a_0' a_2'}{\beta_0^2} \right);$$

$$m_{\pm} = m_1 \pm im_2$$

Dieses Problem wird durch Diagonalisieren gelöst, wobei die Basiszustände die Eigenfunktion $|IKn_0 n_2\rangle$ des ungestörten Hamiltonoperators H_0 sind. n_0 und n_2 sind dabei die Quantenzahlen der β - bzw. γ -Schwingung, I ist der Gesamtdrehimpuls des Kerns und K seine Projektion auf die Symmetrieachse (Abb. 2). Die Energieeigenwerte von H_0 ergeben sich zu (ohne Nullpunktschwingung):

$$10) \quad E(IKn_0 n_2) = n_0 \hbar \omega_0 + (2n_2 + \frac{K}{2}) \hbar \omega_2 + \frac{\hbar^2}{2J_0} [I(I+1) - K^2]$$

Für $K = 0$ kann I die Werte $0, 2, 4, 6, \dots$ annehmen, während für $K \neq 0$ I die Werte $K, K+1, K+2, \dots$ durchläuft.

Der Zusammenhang zwischen den Schwingungsenergien und den Massen- und Potentialparametern ist:

$$11) \quad \hbar \omega_0 = E_\beta = \hbar \left(\frac{C_0}{B} \right)^{1/2}; \quad \hbar \omega_2 = E_\gamma = \hbar \left(\frac{C_2}{B} \right)^{1/2}$$

Die vollständige Lösung des Hamiltonoperators durch Hinzunahme des Terms für die Rot.-Vib.-Wechselwirkung stellt eine Mischung verschiedener Banden dar. Dabei ist die Wellenfunktion eines Zustandes, charakterisiert durch seinen Drehimpuls I , eine Überlagerung verschiedener Wellenfunktionen mit gleichem I , jedoch verschiedenen K, n_0, n_2 . (Benannt wird der Zustand nach der Wellenfunktion, deren Anteil meist stark überwiegt). Dies hat zur Folge, daß im allgemeinen die Energieniveaus gegenüber der Lage der reinen Zustände $E(I, K, n_0, n_2)$ sich verschieben und daß Übergänge zwischen gemischten kollektiven Zuständen nicht durch scharfe Auswahlregeln wie bei reinen Zuständen bestimmt sein werden.

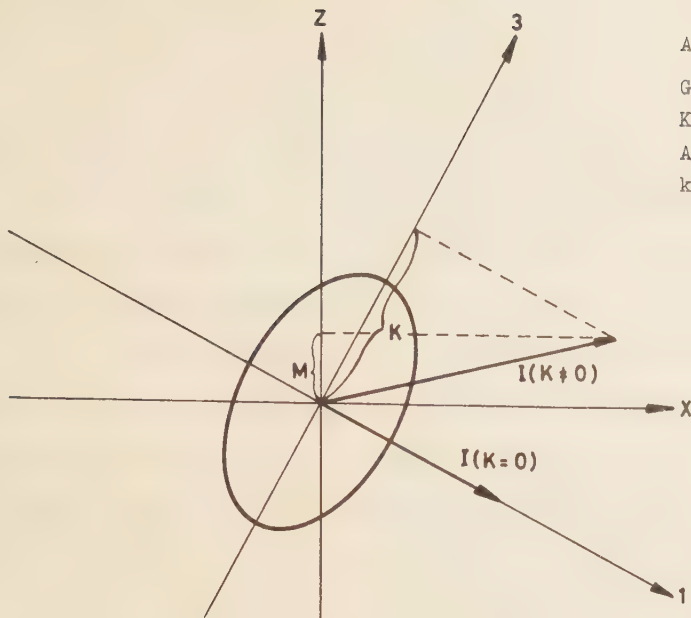
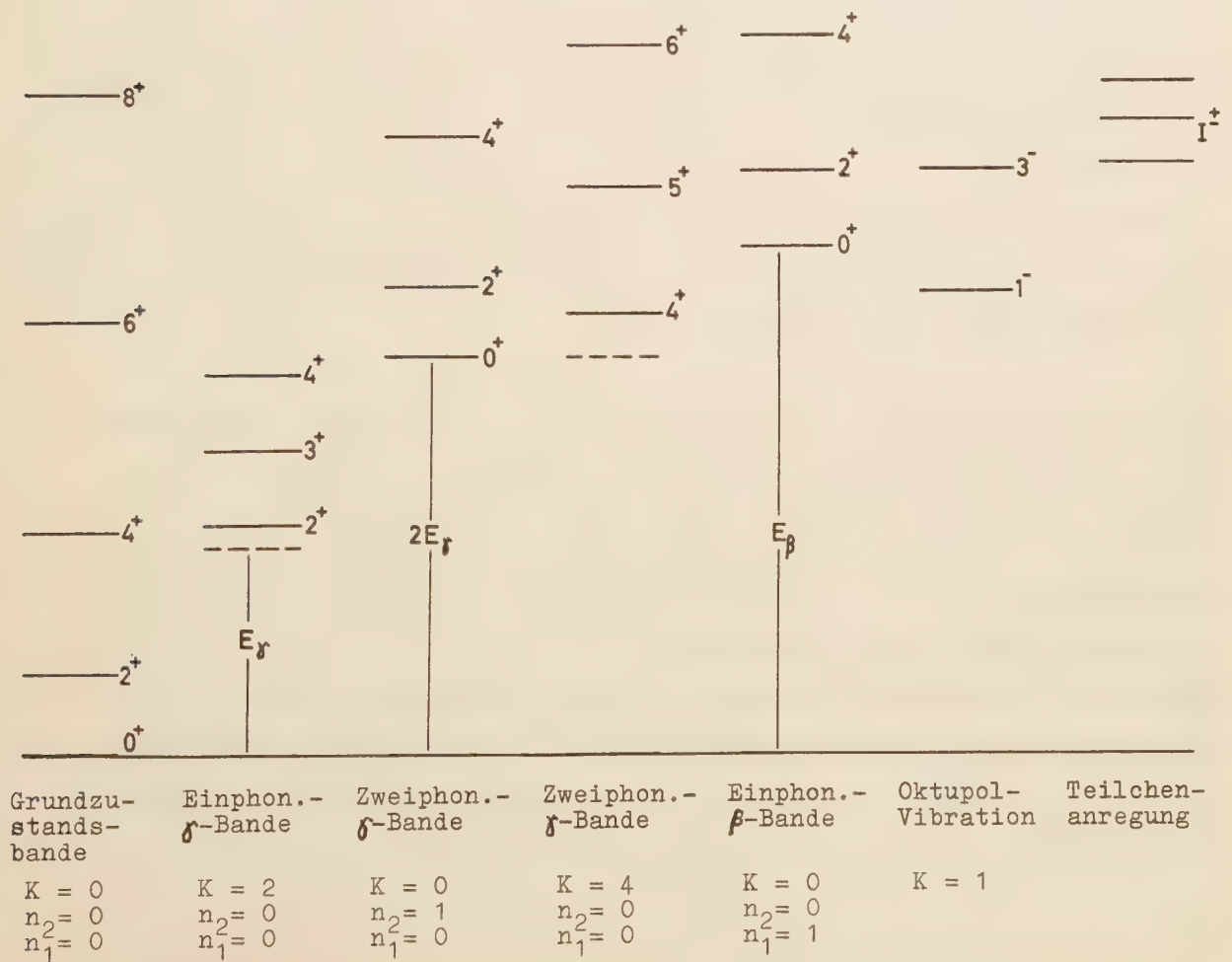


Abb.2.

Gesamtdrehimpuls eines deformierten Kerns und seine Komponenten auf die Achsen im raumfesten (x,y,z) und im körperfesten $(1,2,3)$ Koordinatensystem.

Abb.3. Energieniveauschema eines axialsymmetrisch deformierten gg-Kerns mit Vibrationen, Rotationen u. Teilchenanregungen.



Aus der für die Rot.-Vib.-Theorie erhaltenen Beziehung für die Anregungsenergien der Zustände ist ein Niveauschema gegeben, welches durch die ungestörten Zustände klassifiziert werden kann, in der genauen Lage der Niveaus aber durch Konfigurationsmischungen bestimmt wird (Abb. 3). Auf dem Grundzustand $|IKn_0n_2\rangle = |0000\rangle$ baut sich die Grundzustandsrotationsbande mit $K = 0, 2, 4, 6 \dots$ auf. Weiterhin kann der Kern zu Schwingungen angeregt werden mit den Schwingungsenergien $n_0 \hbar \omega_\beta = n_\beta E_\beta$ für die β -Schwingung und $\hbar \omega_\beta \cdot (2n_2 + \frac{K}{2}) = n_\gamma E_\gamma$ für die γ -Schwingungen. $n_0 = n_\beta$ und $(2n_2 + \frac{K}{2}) = n_\gamma$ bedeuten hierbei die Phononenzahlen der Schwingungen. Auf jedem Schwingungszustand baut sich wieder eine Rotationsbande auf mit der durch das zu jedem Zustand gehörende K bestimmten Spinfolge. Ist $n_\beta = 1$ bzw. $n_\gamma = 1$, handelt es sich um Einphonon-Zustände. $n_\gamma = 1$ bedingt $K = 2, n_2 = 0$. $K = 2$ ist der Beitrag der γ -Schwingung zur Drehimpulskomponenten. Für $n_\beta =$ bzw. $n_\gamma = 2$ liegen bei der doppelten Schwingungsenergie Zweiphonon-Zustände. Für $n_\gamma = 2$ können die Drehimpulskomponenten beider Schwingungsquanten mit je $K = 2$ zu verschiedenen Zweiphonon-Zuständen koppeln: mit $K = 0$, dann ist $n_2 = 1$, und $K = 4$ mit $n_2 = 0$, was zu zwei nahe beieinanderliegenden Schwingungszuständen führt. Die Rotationsbande mit $K = 0$ hat die Spinfolge $I = 0, 2, 4, 6, \dots$, zur Bande mit $K = 4$ gehören Zustände mit Spin $4, 5, 6, \dots$ (Dabei sind die Energien der Rotations- und γ -Vibrations-Bande dem Kern Os^{190} entnommen, die β -Vibrationsenergie ist willkürlich bei etwa 1500 keV angenommen).

Entsprechendes gilt für n_β und $n_\gamma > 2$. Bei einer Dreiphonon-Schwingung kann $K = 6, n_2 = 0$ sein oder $K = 2, n_2 = 1$. Die Schwingungsquantenzahl n_2 läßt sich somit auch deuten als die Zahl der zum Drehimpuls null gekoppelten Paare von Drehimpulskomponenten mit $K = 2$ der γ -Schwingung. Darüber hinaus sind im Spektrum auch Oktupol-Schwingungszustände ($\lambda = 3$; negative Parität) zu erwarten sowie Teilchenanregungen, die wegen der Paarungsenergielücke oberhalb etwa 1,5 MeV zu vermuten sind, sie sind ebenfalls in Abb. 3 mit willkürlicher Niveaulage eingezeichnet.

2.2. Die Theorie des asymmetrischen Rotators

Die ursprüngliche Theorie des axialsymmetrischen Kerns von Bohr und Mottelson lieferte bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der Grundzustandsbande und der γ -Bande sowie zwischen Zuständen beider Banden nur eine ungenügende Übereinstimmung mit dem Experiment. Diese Diskrepanz konnten Davydov und Filippov (6, 7) durch die Annahme eines starren dreiachsigen Rotators für den Kern beseitigen, dessen Rotationszustände sie zunächst unter Außerachtlassung möglicher Vibrationen betrachten. Der Hamiltonoperator für die Rotationsenergie ist:

$$12) \quad H = \sum_{\lambda=1}^3 \frac{\hbar^2 \cdot J_{\lambda}^2}{8B\beta_0^2 \sin^2(\gamma_0 - \lambda \frac{2}{3}\pi)} ; \quad \frac{\hbar^2}{4B\beta_0^2} = A$$

wobei die J_{λ} die Operatoren der Drehimpulsprojektionen auf die drei Hauptachsen sind. B ist ein Massenparameter, β_0 und γ_0 sind die Deformationsparameter wie in der B.M.-Theorie (dort ist $\gamma_0 = 0$). Eigenfunktionen dieses Operators sind Linearkombinationen der Eulerschen Drehmatrizen D^2 , deren Symmetrieeigenschaften bestimmen, wieviel Eigenwerte $\epsilon_{\tau}(I)$ von H mit dem Gesamtdrehimpuls I existieren: $I = 2, \tau = 1, 2$; $I = 3, \tau = 1$; $I = 4, \tau = 1, 2, 3$; $I = 5, \tau = 1, 2$; $I = 6, \tau = 1, 2, 3, 4$; ... Für die Energien der Niveaus gilt die allgemeine Form:

$$13) \quad \epsilon_{\tau}(I) = A \cdot f(\gamma_0); \text{ z.B. } \epsilon_2^1(2) = \frac{A \cdot 9(1 + \sqrt{1 - \frac{8}{9} \sin^2(3\gamma)})}{\sin^2(3\gamma)} ;$$

$$\epsilon(3) = \frac{18 A}{\sin^2(3\gamma)}$$

Für $\gamma_0 \rightarrow 0$ besteht das Energieniveauschema nur aus den $\epsilon_1(I)$ mit geradem I und stimmt mit der Grundzustandsbande des axialsymmetrischen schwingungsfähigen Kerns überein. Im asymmetrischen Fall kommen zu diesen Niveaus weitere Rotationsniveaus hinzu, deren Energie für wachsendes γ_0 absinkt, während die Energie der Niveaus der Grundbande mit zunehmender Asymmetrie langsam ansteigt (Abb. 4).

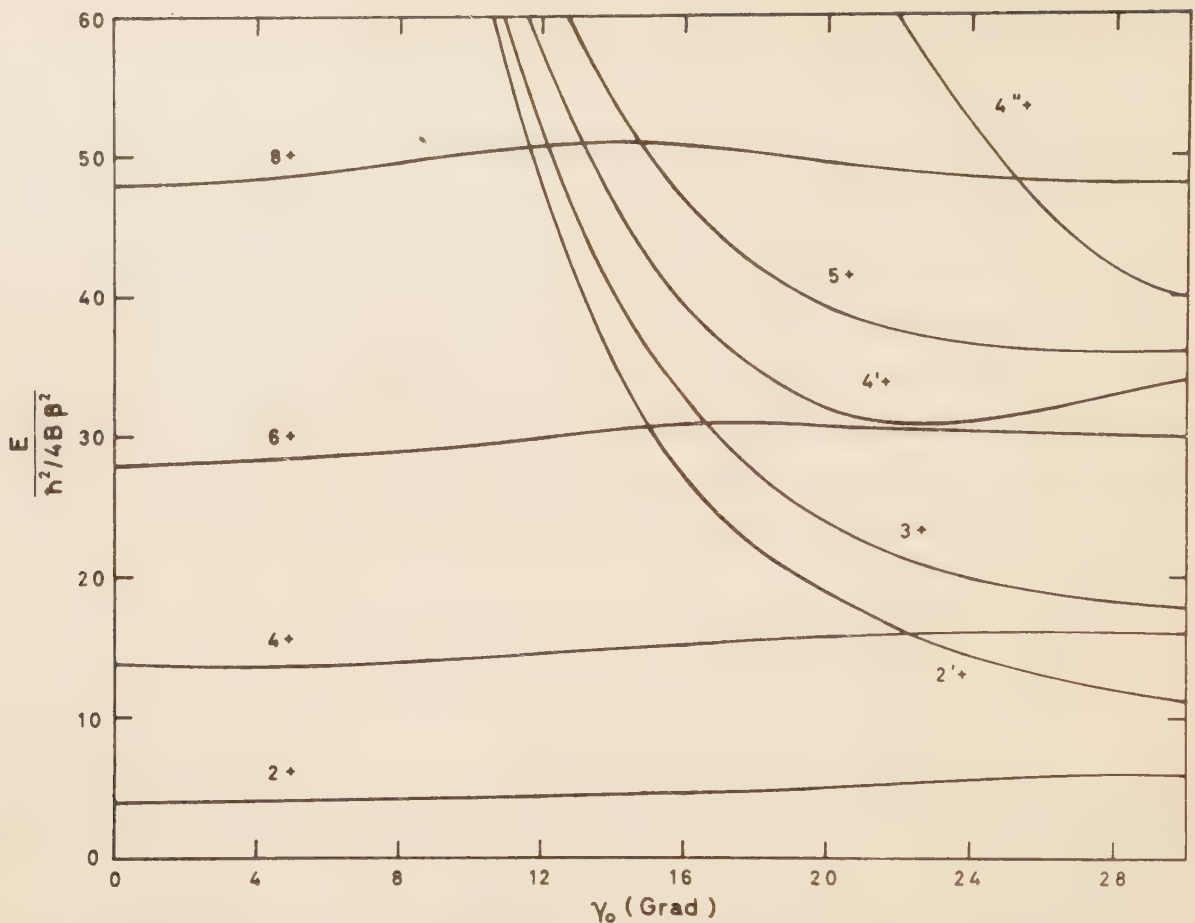


Abb.4 Rotationsniveaus eines starren dreiachsigen Rotators (nach DeMille et al.)

Da dieses Modell zwar die unteren Energieniveaus und Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den entsprechenden Zuständen, aber keine später experimentell gefundenen energetisch höher liegenden Zustände mit Spin 0 erklären kann, nahmen Davydov und Chaban (8, 9) zunächst die Möglichkeit von β - und danach von γ -Schwingungen mit Berücksichtigung der Rot.-Vib.-Wechselwirkung hinzu. Unter der Annahme, daß der Kern über einer dreiachsigen Gleichgewichtsgestalt β - und γ -Schwingungen ausführen und in jedem Vibrationszustand rotieren kann, gelangt die Davydov-Theorie zu den Energieeigenwerten:

$$14) \quad E_{T n_{\beta} \lambda}(I) = n_{\beta} \hbar \omega_{\beta} + \lambda \hbar \omega_{\gamma} + \frac{\hbar^2}{4B\beta_0^2} \epsilon_T(I) + \frac{\hbar^2}{4B\beta_0^2} \mu^2 f(\mu, \epsilon_T(I), \lambda, n, \gamma_0, \beta_0, \omega_{\gamma})$$

n_{β} und n_{γ} sind die Schwingungsquantenzahlen (Phononenzahlen) der β - bzw. γ -Schwingung, der "Nichtadiabasis-Parameter" μ ist ein Maß für die Stärke der Rot.-Vib.-Wechselwirkung und f umfaßt

alle weiteren Parameter, die dabei eine Rolle spielen.

Das Niveauschema weist die Rotationszustände des starren asymmetrischen Rotators auf, außerdem β - und γ -Vibrationszustände. Auf jedem Schwingungszustand bauen sich die Rotationsbanden $\epsilon_T(I)$ des starren asymmetrischen Kreisels auf. Eine Verschiebung der Energieniveaus gegenüber denen des starren Rotators wird durch den letzten Term der Energiebeziehung beschrieben.

2.3 Vergleich beider Theorien

Ein Vergleich beider Modelle war bisher aufgrund des experimentellen Materials nur für die Grundzustands- und Gamma-Bande möglich. Der unterschiedliche Aufbau der Niveauschemata wurde bereits angedeutet. Neben der Grundzustandsrotationsbande mit der Niveaufolge 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ usw. gibt es eine Niveaubande mit Spin 2^+ , 3^+ , 4^+ usw.. In der Rot.-Vib.-Theorie verteilt sich die Energie jedes dieser letztgenannten Zustände auf Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade mit $K = 2$:

$$15) \quad E = \frac{K}{2} E_\gamma + \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) - K^2$$

während diese Niveaus bei Davydov zu reinen Rotationszuständen gehören: $\epsilon_2(2)$, $\epsilon(3)$, $\epsilon_2(4)$ Beide Theorien sagen nahezu gleiche Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Rotationszuständen der Grundzustands- und der γ -Bande und innerhalb der beiden Banden voraus (4, 5).

Ein Vergleich mit den gemessenen Energiewerten und Übergangswahrscheinlichkeiten zeigt, daß die stark deformierten Kerne bezüglich ihrer Grundzustandsrotationsbande und der Gamma-Bande durch beide Modelle gut beschrieben werden können. (Eine etwas bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigt die Rot.-Vib.-Theorie).

Höhere Banden werden in diesen Arbeiten nicht allgemein behandelt, wohl auch wegen des fast völligen Mangels an gesichertem experimentellen Material. Von Davydov (10) werden Übergangs-

wahrscheinlichkeiten der höheren 0^+ -Zustände zu den 2^+ -Zuständen der Grundzustands- und γ -Bande angegeben, jedoch auch ohne Vergleich mit Meßergebnissen.

Im Übergangsgebiet von stark deformierten zu sphärischen Kernen, bei den Sm- und Os-Isotopen, ist die Übereinstimmung zwischen den Theorien und Experimenten nicht mehr ganz so gut wie im Inneren des Bereiches deformierter Kerne, wahrscheinlich bedingt durch Anharmonizitäten im Oszillatorpotential. Der Trend der Voraussagen gibt jedoch den Trend der experimentellen Daten sehr gut wieder, so daß erwartet werden kann, daß auch im Übergangsgebiet mögliche höhere kollektive Anregungszustände durch die Theorien beschrieben werden können.

Wendet man diese Modellvorstellungen auf Banden höherer Energie an, so ist das im Fall des Rot.-Vib.-Modells einfach. Durch die Annahme einer harmonischen Schwingung für die Oberflächenbewegung des deformierten Kerns ergeben sich sogleich bei der doppelten Energie der Einphonon- γ -Vibration die beiden Zweiphonon-Schwingungen mit $K = 2$ und $K = 4$.

Weniger klar sind die Voraussagen im Falle des dreiachsigen Rotators, der zwar Rotationsbanden mit $K = 2, 4, 6, \dots$ aufweist, jedoch erst durch Hinzunahme von β - und γ -Schwingungen Zustände mit Spin 0 erzeugen kann. In der Davydov-Theorie besteht nicht die strenge Zuordnung zwischen den Niveaus der Gamma-Schwingungen mit Spin 0 und dem Kopf der Rotationsbande mit $K = 2$. Die Energie der γ -Schwingung geht in die Rot.-Vib.-Wechselwirkungsenergie ein und dadurch als Störung in die niederen Rotationsbanden, kann jedoch nicht durch Messung des zweiten 2^+ -Niveaus vorhergesagt werden.

Über Theorien zur mikroskopischen Berechnung kollektiver Kerneigenschaften, die in neuester Zeit bekannt geworden sind, wird am Schluß dieser Arbeit kurz berichtet werden.

3. Untersuchungsmöglichkeiten kollektiver Kerneigenschaften im Gebiet deformierter Kerne und im Übergangsgebiet

Für die Grundzustandsrotationsbande und die Gamma-Bande liegt über eine große Zahl von Kernen im Deformationsgebiet eine Menge an experimentellem Material vor, aus dem sich die für die Theorie notwendigen Parameter, Rotationsenergie und γ -Vibrationsenergie, bestimmen lassen.

Da die Energie der Rotationsniveaus dem Trägheitsmoment des Kernes und damit dem Deformationsparameter β bzw. a_0 umgekehrt proportional ist:

$$E_{\text{rot}} \sim \frac{1}{J} \quad \text{mit} \quad J_0 = 3B\beta_0^2$$

sind die Kerne in der Umgebung von $A \approx 165$ am stärksten deformiert, da dort die Rotationsenergien am tiefsten sind. Mit zunehmender Massenzahl nehmen auch die Rotationsenergien zu, für $A > 180$ steigen die Energien der Grundzustandsrotationsbande beträchtlich an (Abb. 1), was als starke Abnahme der Deformation und Übergang zu sphärischen Kernen gedeutet wird. Für das Folgende ist es besonders wichtig, daß in diesem Übergangsgebiet die Energien der γ -Schwingung, die für stark deformierte Kerne bei 1 - 1,5 MeV liegen, stark absinken, bis Os¹⁹⁰ auf ca. 500 keV. Daraus ist zu schließen, daß die stark deformierten Kerne steif gegen Gamma-Schwingungen sind und daß die schwächer deformierten Kerne des Übergangsgebiets leichter zu Schwingungen angeregt werden können. Mit Annäherung an die sphärische Gestalt des doppelt magischen Kernes Pb²⁰⁸ nehmen für $A > 190$ die Schwingungsenergien wieder zu, und die kollektiven Bewegungen nehmen den Charakter von Quadrupolvibrationen an.

Gegenüber der Grundzustands- und Gamma-Bande liegt über andere von der Theorie vorhergesagte Zustände, speziell über O^+ -Zustände der β - und Zweiphonon- γ -Schwingungen, wesentlich weniger experimentelles Material vor. O^+ -Zustände wurden bei einigen Kernen des Deformationsgebietes im Bereich der seltenen Erden gefunden, in Isotopen von Sm, Gd, Dy, Er, Yb, Hf und W (11), (12), (33 - 39) sowie bei einigen Th-, U- und Pu-Isotopen (11)

im Deformationsgebiet der Actiniden.

Da diese O^+ -Zustände z.T. unter oder wenig über dem 2^+ -Zustand der γ -Bande liegen, kann es sich nicht um Zweiphonon- γ -Schwingungen handeln; die Zustände werden als β -Schwingungen gedeutet. Bei zwei O^+ -Zuständen in Dy bei etwa 1050 keV nehmen die Autoren (37) die Existenz von Zweiquasiteilchen-Zuständen an.

Zweiphonon-Schwingungszustände wurden im Bereich stark deformierter Kerne nicht gefunden. Dort liegen die Einphonon- γ -Schwingungen zwischen 1 und 1,5 MeV, so daß erst oberhalb 2 MeV mit Zweiphonon- γ -Vibrationszuständen zu rechnen ist, also oberhalb der Paarungsenergielücke in einem Gebiet energetisch dicht liegender Teilchenanregungszustände. Somit sind reine Zweiphonon-Zustände dort nicht zu erwarten, da Teilchen- und Kollektivbewegung nicht mehr adiabatisch verlaufen.

Anders liegen die Verhältnisse für die Zweiphonon- γ -Schwingungen im Übergangsgebiet, wo die Energien der Einphonon- γ -Schwingung unter 500 keV absinken. Hier sind ab etwa 1 MeV Zweiphonon-Schwingungen zu erwarten, also unterhalb der Teilchenanregungsenergien.

Os^{192} bietet hinsichtlich der energetischen Lage der erwarteten Zweiphonon-Schwingung die günstigsten Voraussetzungen, da dieser Kern die niedrigste γ -Schwingungsenergie besitzt.

Im Isotop Os^{188} wurden zwei O^+ -Niveaus gefunden bei 1086 und 1765 keV, die vermutlich γ - bzw. β -Schwingungscharakter haben (16), (27). Da für Os^{188} die doppelte γ -Schwingungsenergie 1160 keV beträgt, liegt es nahe, das O^+ -Niveau bei 1086 keV als Zweiphonon- γ -Vibrationszustand anzusehen.

Es ist sinnvoll, in diesem Massenzahlenbereich niedriger γ -Energien nach weiteren O^+ -Zuständen bei der doppelten γ -Energie zu suchen, um dadurch eine der Voraussagen des Rot.-Vib.-Modells nachzuprüfen. - Experimentell sind die erwähnten O^+ -Zustände des Os^{188} über den β -Zerfall des 1^- -Grundzustandes von Re^{188} gefunden worden. Eine ähnlich günstige Situation, wo Zerfalls-

Energie und Auswahlregeln des Auffindens entsprechender 0^+ -Zustände über β -Zerfall erlauben, liegt bei allen anderen Kernen des Übergangsgebietes nicht vor.

4. Anregung kollektiver Zustände, besonders 0^+ , im Kern Os^{190}

Eine günstige Möglichkeit im Übergangsgebiet bei gg-Kernen kollektive 0^+ -Zustände anzuregen, bietet die Reaktion $\text{Os}^{189}(n, \gamma)\text{Os}^{190}$. Der Ausgangskern dieser Reaktion, Os^{189} , ist stabil und im Isotopengemisch des Elements zu 16,1 % enthalten. Er besitzt im Grundzustand Spin und Parität $3/2^-$. Da beim Einfang thermischer Neutronen kein Bahndrehimpuls übertragen wird, entsteht je nach Spinorientierung des eingefangenen Neutrons ein Einfangzustand in Os^{190} mit Spin und Parität 1^- oder 2^- , in dem der Kern mit der Bindungsenergie des Neutrons angeregt ist.

Neben Os^{189} erlaubt nur der Kern Os^{187} mit dem Grundzustandsspin $1/2^-$ eine (n, γ) -Reaktion, die zu einem 1^- -Einfangzustand im Folgekern Os^{188} führt. Im Os^{188} sind 0^+ -Zustände bereits gefunden worden. Die anderen gg-Kerne des Übergangsgebietes mit hinreichend geringer Energie der γ -Schwingung sind für n, γ -Untersuchungen ungeeignet, da ihr neutronenärmeres Isotop instabil ist.

Vom Einfangzustand wird der Übergang zu energetisch tiefliegenden Zuständen vorwiegend durch $E1$ -Strahlung, weniger wahrscheinlich durch $M1$ -Strahlung erfolgen. Durch $E1$ -Übergänge werden Zustände mit Spin und Parität 0^+ , 1^+ , 2^+ , 3^+ angeregt, $M1$ -Strahlung populierte 0^- , 1^- , 2^- und 3^- -Zustände.

Damit sollte eine Reihe bisher unbekannter Niveaus experimentell zugänglich sein; neben möglichen Zwei-Quasiteilchen-Zuständen mit Spin 0 und einem 0^+ -Beta-Vibrationszustand sollte nach der Bohr-Mottelson-Theorie insbesondere bei etwa 1 MeV ein 0^+ -Zwei-phonon- γ -Schwingungszustand auftreten.

5. Bisherige Ergebnisse über Os¹⁹⁰

Der Kern Os¹⁹⁰ wurde von verschiedenen Autoren untersucht. Durch Coulombanregung wurden die 2⁺-Zustände der Grundzustands- und γ -Bande erzeugt (13). In einer Reihe weiterer Arbeiten (14, 15, 16, 18) untersuchte man solche Zustände des Os¹⁹⁰, die durch γ -Zerfall in Re¹⁹⁰ und Elektron-Einfang in Ir¹⁹⁰ entstehen. Der Kern Re¹⁹⁰ geht aus seinem Grundzustand mit Spin und Parität (3, 4)⁻ mit 2,8 min Halbwertszeit in eine Reihe von (3,4,5)⁻-Zuständen des Kerns Os¹⁹⁰ über (14). Elektronen-Einfang im (4⁺)-Grundzustand von Ir¹⁹⁰ speist Os¹⁹⁰ in verschiedenen Zuständen mit Spin 3,4,5. Ir¹⁹⁰ im metastabilen Zustand mit Spin und Parität 11⁻ geht nach Elektronen-Einfang in den metastabilen Zustand von Os¹⁹⁰ mit 10⁻ über. Dieser isomere Zustand von Os¹⁹⁰ ist auch zugänglich durch Aktivierung von Os¹⁸⁹ im Reaktor mit einem Wirkungsquerschnitt von 8 mb.

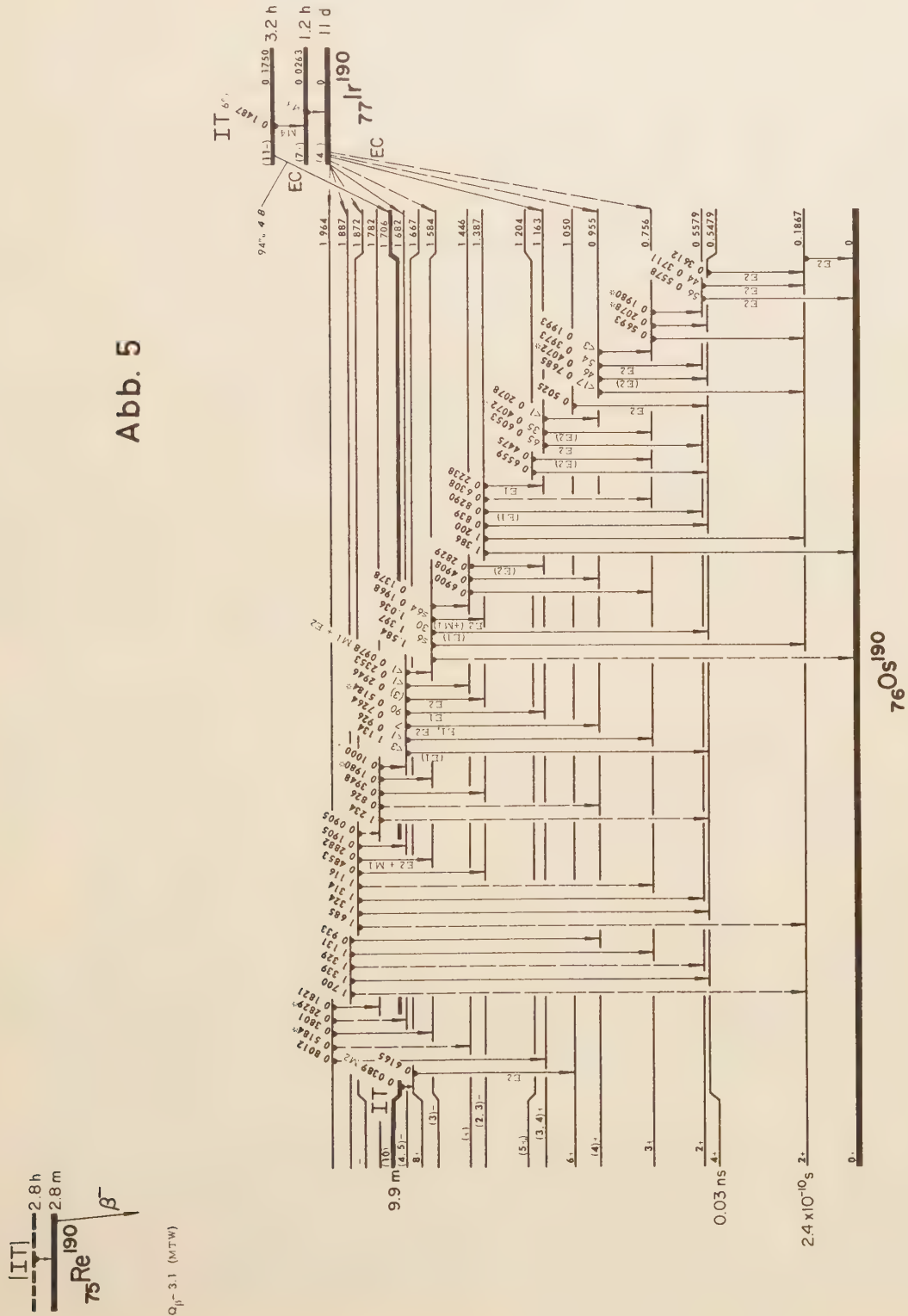
Bei den Messungen handelt es sich um Bestimmung der Energie und Multipolarität der Übergänge von Konversionselektronen, die durch Messungen starker γ -Linien, sowie in speziellen Fällen durch $\gamma\gamma$ -Koinzidenz- und Elektron-Gamma-Winkelkorrelationsmessungen ergänzt wurden.

Aus den Zerfallsschemata der gespeisten Niveaus wurde ein Niveauschema des Kerns Os¹⁹⁰ bis zu etwa 1900 keV Anregungsenergie aufgestellt (Abb. 5, (11)). Dabei konnte mit Sicherheit die Grundzustandsrotationsbande bis zum 8⁺-Niveau, das durch den Zerfall des 10⁻-Niveaus bei 1706 keV entsteht, festgestellt werden, sowie die Einphonon- γ -Bande mit den Niveaus 2⁺, 3⁺ und 4⁺. Außerdem wurde eine Reihe weiterer Niveaus über 1 MeV gefunden, deren Spin und Parität zum Teil nicht bekannt sind, ebenso wenig wie ihre Zuordnung zu Kollektiv- bzw. Teilchenanregungszuständen im Sinne der vorstehend skizzierten Theorien.

Ein Niveau bei 1163 keV ist möglicherweise der 4⁺-Bandenkopf einer K=4-Zweiphonon- γ -Anregung, doch gehen die Aussagen darüber bei verschiedenen Autoren auseinander (16, 17, 18).

Ausgehend von den Grundzuständen der Mutterkerne Re^{190} und Ir^{190} können in Übereinstimmung mit den Auswahlregeln des Beta-Zerfalls mit ausreichender Intensität direkt nur Niveaus mit $2 \leq I \leq 5$ erreicht werden. Ein β -Übergang zum Grundzustand kann nicht beobachtet werden, ebenso wenig wie zu höher liegenden 0^+ -Zuständen.

Abb. 5



6. Experimente am Forschungsreaktor Frankfurt zur Untersuchung des Kerns Os¹⁹⁰

6.1. Os-Target und Neutronenfluß

Die hoch- und niederenergetischen γ -Spektren des Kerns Os¹⁹⁰ wurden im Energiebereich 5 - 8 MeV und 0,1 - 2 MeV gemessen. Zur Aufklärung des Zerfallsschemas wurden Koinzidenzmessungen zwischen hoch- und niederenergetischer γ -Strahlung durchgeführt.

Für die Untersuchungen standen 1,5 g Osmium von Oak Ridge National Laboratory zur Verfügung, das zu 87,3 % am Os¹⁸⁹ angereichert war. Die folgende Zusammenstellung enthält die Massenzahl der verschiedenen Os-Isotope, in Spalte 2 deren Häufigkeit im natürlichen Osmium, in Spalte 3 ihre Häufigkeit in dem als Target verwendeten am Isotop 189 angereicherten Osmium. Die Neutronen-Bindungsenergien (19), für die keine Messungen vorliegen, sind in Spalte 4 angegeben, und Spalte 5 enthält die Wirkungsquerschnitte für thermische Absorption (40). Der Absorptionsquerschnitt von Os¹⁸⁹ für thermische Neutronen wurde aus den dort angegebenen Resonanzparametern errechnet, da keine Angaben über direkte Messungen von $\sigma_{th}(n,\gamma)$ vorliegen, ebenso wenig wie die Wirkungsquerschnitte der übrigen Isotope bekannt sind.

Isotop	Häufigkeit in natürlichem Os	Häufigkeit im Os-Target	BE (MeV)	$\sigma(n,\gamma)$ b
184	0,018 %	0,05 %		
186	1,59	0,1	8,300 (70)	
187	1,64	0,1	6,250 (60)	
188	13,3	1,73	7,839 (19)	
189	16,1	87,3	6,010 (90)	16,7 ⁺²
190	26,4	8,83	7,770 (90)	40 ⁺¹⁰
192	41,0	2,56	7,630 (80)	

Aus dem totalen Wirkungsquerschnitt für das Element von 30 b und dem Wirkungsquerschnitt für Streuung von 15 b ergibt sich, daß nahezu der gesamte Wirkungsquerschnitt für Neutronenabsorption auf die Isotope 189 und 190 verteilt ist. Da die Bindungs-

energie von Os^{191} nach (19) bei 5,890(90) MeV erwartet wird, kann angenommen werden, daß oberhalb dieser Energie nur Übergänge in Os^{190} mit merklicher Intensität auftreten werden. und somit alle Niveaus unterhalb etwa 1800 keV zum Os^{190} gehören.

Die Messungen wurden mit externem Target durchgeführt. Zur Extraktion der Neutronen aus dem Reaktor wurde im zentralen Strahlkanal des Reaktors ein Streuer aus Makrolon (Polykarbonat) angebracht. Am Ort des Streuers, 40 cm außerhalb der Coremitte, herrschte ein thermischer Neutronenfluß von etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2\text{sec}$ (20). Der Kollimator war so konstruiert, daß vom Target aus gesehen nur der Streuer, nicht aber Kanalwände und Teile des Cores sichtbar waren, die Quellen von γ -Strahlung darstellen, so daß der Neutronenstrahl weitgehend frei von störendem γ -Untergrund war.

Das Target befand sich 50 cm außerhalb des Reaktors und bestand aus einer 10 mm langen Magnesium-Kapsel von 7 mm Durchmesser und 0,3 mm Wandstärke, die das Os enthielt. Der Neutronenstrahl hatte am Target einen Durchmesser von etwa 10 mm und eine Intensität von $2,8 \cdot 10^5 \text{ n/sec}$ (21). Zur Abschirmung der Detektoren gegen Streuneutronen wurde das Target von einem Rohr aus Lithium-6-Karbonat umgeben (Abb. 6).

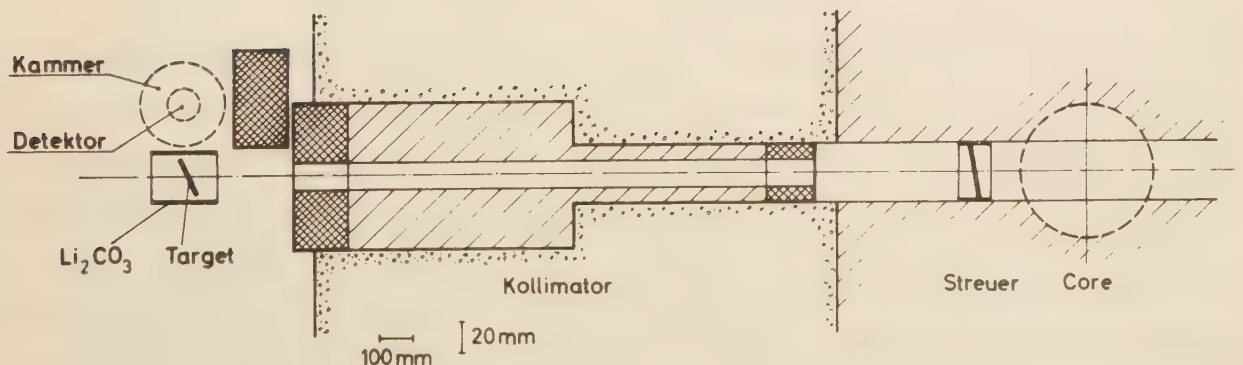


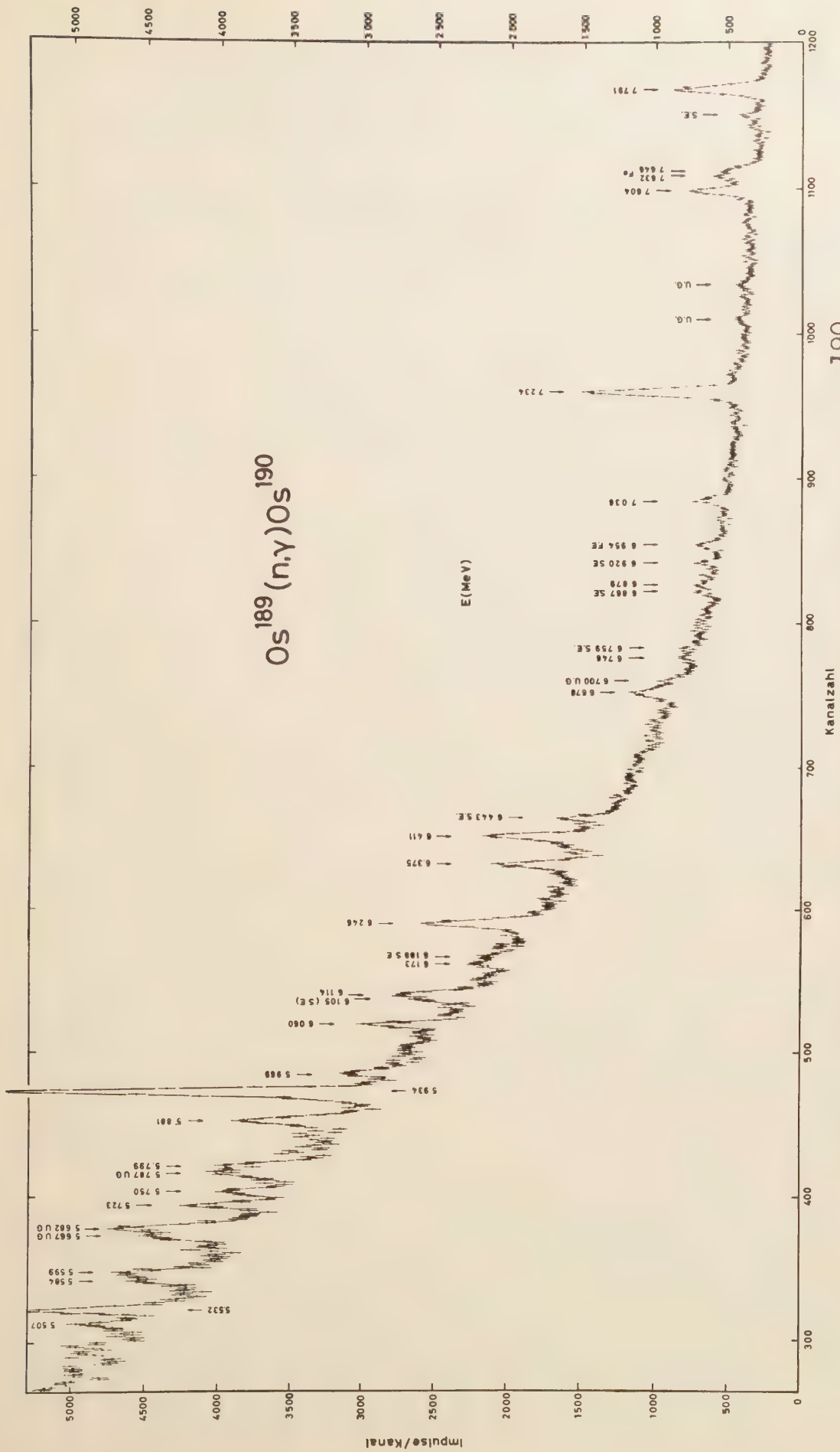
Abb. 6 Externe Targetanordnung am Kanal R3

6.1. Messung der Einzelspektren

Die Einzelspektren wurden im Energiebereich 100 keV - 2 MeV und 5 - 8 MeV mit Ge(Li)-Detektoren der Firmen Solid States (1cm^2 , 4mm) und RCA (8cm^2 , 7 mm) aufgenommen. Ihr Auflösungsvermögen betrug bei Co^{60} (1330 keV) etwa 5 keV HWB (Solid States) und 6 keV (RCA), und von etwa 14 keV (RCA) bei 7,6 MeV γ -Energie. Die Peakansprechwahrscheinlichkeit für Totalabsorption im niederenergetischen Bereich wurde bestimmt. U.a. ergab sich 20 % bei 200 keV und 1,2 % bei 1 MeV. Die Werte für hohe Energien waren bekannt (21): 3 % bei 4,1 MeV, 4 % bei 6,2 MeV, 3,4 % bei 7,5 MeV γ -Energie. Die Kryostaten für die Ge-Detektoren wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und im IKF gebaut. Die Verarbeitung der Detektorimpulse geschah in einer konventionellen rauscharmen Elektronik der Fa. Tennelec (Vorverstärker TC 130, Verstärker TC 200, Fensterverstärker TC 250). Die Analyse der Gamma-Spektren erfolgte in einem 1600-Kanal-Impulshöhenanalysator, Modell Scipp 1600, der Fa. Victoreen.

Zur Bestimmung der Niederenergieniveaus, die durch primären Gamma-Zerfall des Einfangzustandes von Os^{190} erreicht werden, wurde das γ -Spektrum im Bereich 5 - 8 MeV gemessen, da nach (19) die Bindungsenergie des Neutrons bei 7,770 angenommen wurde. Abb. 7 zeigt ein typisches hochenergetisches Spektrum von Os^{190} nach Neutronen-Einfang. Die mit UG bezeichneten Übergänge sind keine Linien des Os^{190} , sondern gehören zum Untergrund, wie Vergleiche mit Messungen am natürlichen Osmium unter gleichen Bedingungen ergaben. Single Escape-Linien sind mit S.E. bezeichnet, Totalabsorptions-Linien (Full Energy) mit F.E..

Die Energieeichung geschah mit Hilfe der auf 1 keV bekannten (n, γ)-Linien von Hg^{200} und Fe^{57} (22, 23). Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Maxima der Peaks der Eich- und Osmium-Spektren betrug 1 keV. Im Os-Spektrum waren die beiden Fe-Linien bei 7,632/46 MeV im Untergrund enthalten, so daß die Eichung direkt an diese Linien angeschlossen werden konnte, deren Ungenauigkeit wegen der Unsicherheit ihrer Energie und Peaklage von jeweils 1 keV etwa 2 keV beträgt. Der Fehler des Anstiegs der Eichgeraden, bedingt durch die Ungenauigkeiten der Hg-Energien und



^{190}Os

Abb.7. Hochenergetisches Einzelspektrum des Kerns ^{190}Os

mit Ge(Li)-Detektor (8cm, 7mm).

Tab. 1 Hochenergetische γ -Übergänge
im $^{190}\text{Os}-(n,\gamma)$ -Spektrum

Übergang MeV	I _{rel}	Niveau keV	Übergang MeV	I _{rel}	Niveau keV
7,791(3)	7,8	0	5,799(5)	5	1992
7,604(3)	5,1	187	5,750(5)	5	2041
7,234(3)	14,1	557	5,723(5)	8	2068
7,036(4)	2,0	757	5,599(5)	6	2192
6,879(4)	1,3	912	5,584(5)	5	2207
6,678(4)	3,9	1113	5,532(5)	12	2259
6,411(4)	9,1	1380	5,507(5)	6	2284
6,357(4)	5,8	1434	5,467(5)	4	2324
6,246(4)	8,3	1545	5,453(5)	3	2338
6,173(4)	2,0	1618	5,371(5)	8	2420
6,114(4)	7,0	1677	5,323(5)	12	2468
6,060(5)	5,2	1731	5,245(5)	5	2546
5,969(5)	3,9	1822	5,140(5)	6	2651
5,934(5)	30,5	1857	5,035(6)	6	2756
5,881(5)	9,0	1910			

Tab. 2 Niederenergetische γ -Übergänge
im $^{190}\text{Os}-(n,\gamma)$ -Spektrum

Übergang keV	I _{rel}	Übergang keV	I _{rel}	Übergang keV	I _{rel}
172(3)	0,25	569(2)	6,6	1219(3)?	20,2
187(2)	8,5	604(2)	0,95	1232(3)	0,2
322(3)	0,06	631(2)	0,46	1249(3)	0,52
333(3)	0,03	725(2)	0,67	1262(3)	0,32
361(2)	3,9	766(2)	0,4	1298(3)?	0,4
371(2)	3,9	828(3)	0,52	1354	0,2 Gruppe
397(3)	0,4	876(3)	0,3	1379(3)	0,46
410(3)	0,9	886(3)	0,2	1432(2)	0,47
434(3)	0,15	927(2)	0,87	1452(3)	0,3
453(3)	0,17	986(3)	0,37	1464(3)?	0,2
470(3)	0,2	1101(3)	0,25	1488(2)	0,4
477(4)	0,2	1115(2)	0,7	1546(3)	0,3
495(3)	0,2	1155(3)	0,36	1670/80	0,57 Gruppe
511(2)	4,2	1174(3)	0,25	1716(2)	0,35
558(2)	7,5	1194(2)	0,6	1727(3)	0,3

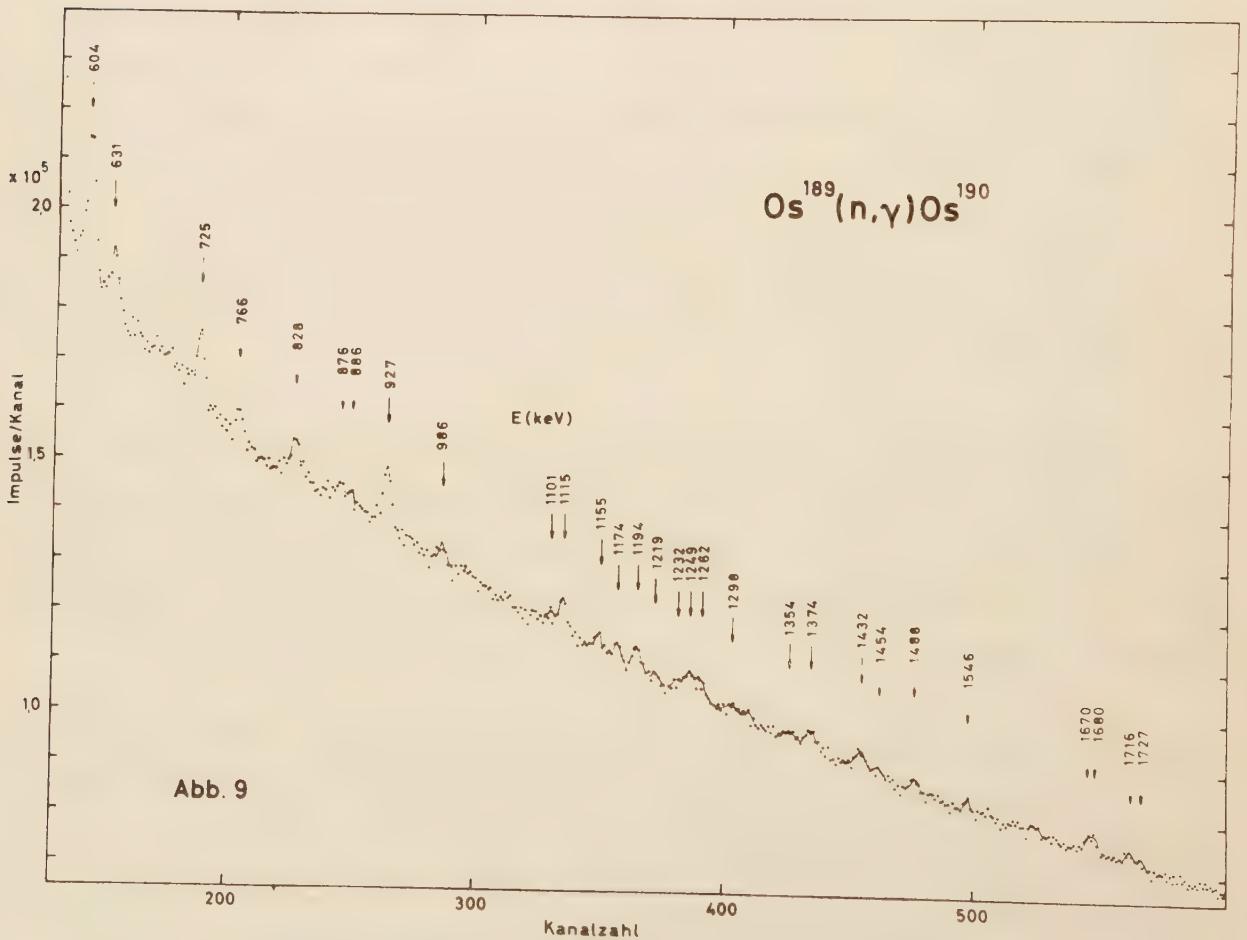
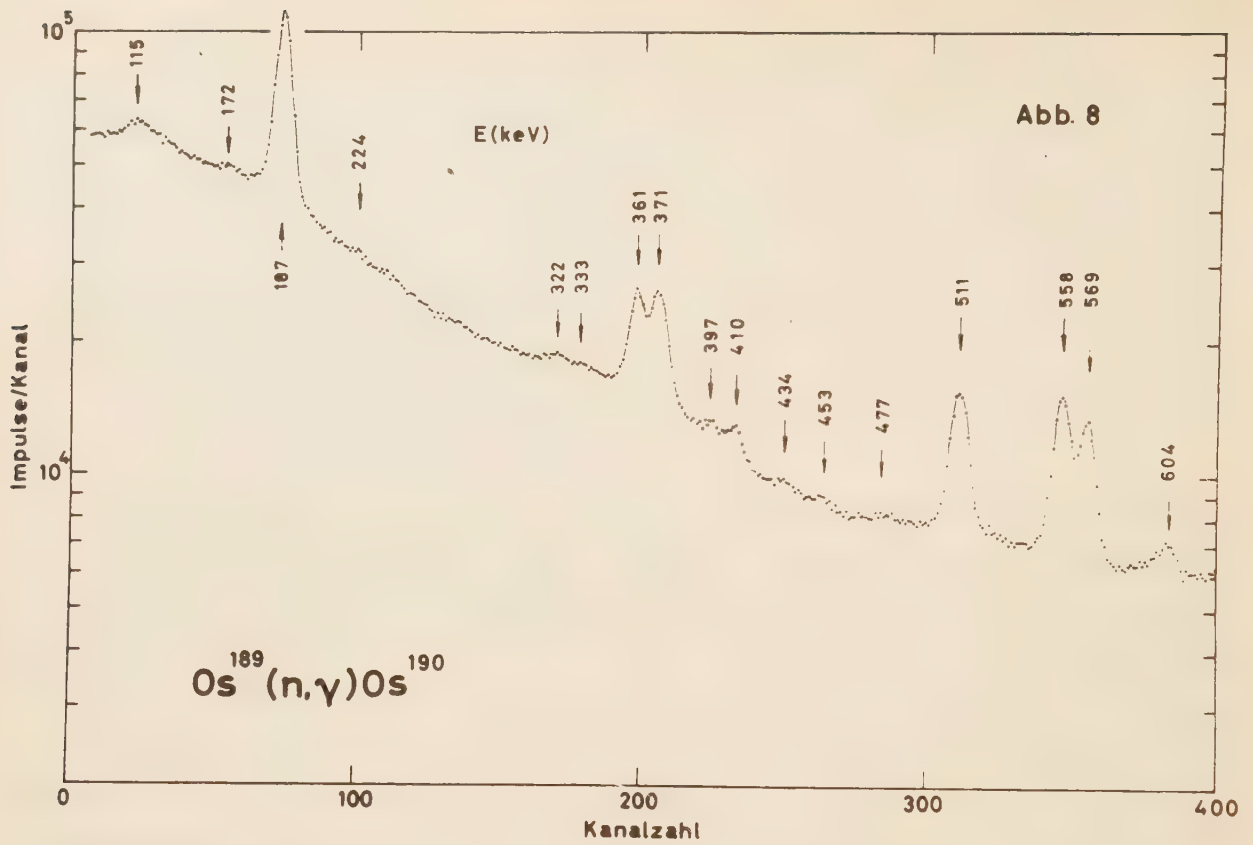
der Unlinearität des Impulshöhenanalysators, ergibt sich zu 0,25 %. Daraus ermittelt sich der Fehler in der Energiebestimmung der hochenergetischen Os-Übergänge aus ihrem Abstand ΔK_{Fe} zur Fe-Eichlinie als $\Delta E_{\text{Os}} = (3 + \Delta K_{\text{Fe}} \cdot 0,0025) \text{ keV}$.

In Tabelle 1 ist das Ergebnis verschiedener Experimente angegeben. Spalte 1 enthält die gemessenen γ -Energien, in Spalte 2 sind die relativen Intensitäten der Übergänge angegeben.

Die aufgrund der Niederenergiestrahlung genau bekannten Energien der Niveaus 187 keV (2^+ der Grundzustandsrotationsbande) 558 und 756 keV (2^+ und 3^+ der Einphonon- γ -Bande) erscheinen im Spektrum als Differenz der Linie bei 7,791 MeV und der nächsten drei tiefer liegenden Übergänge. Die Linie bei 7,791(3) MeV kann deshalb als Grundzustandsübergang identifiziert werden; 7,791(3) MeV ist die Neutronen-Bindungsenergie von Os^{190} . Unter der Annahme, daß die hochenergetische Strahlung aus Primärübergängen besteht, gibt der Abstand der Linien vom Grundzustandsübergang die Energie der Niveaus an, zu denen die Übergänge führen. Die Niveauenergien sind in Spalte 3 der Tabelle wiedergegeben. Dabei sind die Ungenauigkeiten der Niveaus so groß wie die der sie speisenden Übergänge. Eine Verbesserung der Genauigkeit der Niveauenergien wird durch die Koinzidenzmessung unter Hinzunahme der Übergänge des niederenergetischen Einzelspektrums erreicht werden.

Wie später gezeigt wird, werden in den Koinzidenzmessungen die Zerfälle der Niveaus bis 1857 keV untersucht. Die in Spalte 2 angegebenen Intensitäten beziehen sich auf 100 hochenergetische Übergänge, welche zu diesen Zuständen bis 1857 keV Anregungsenergie führen.

Abb. 8 und 9 zeigen typische niederenergetische Spektren von Os^{190} . Die Energiebestimmung dieser Übergänge wurde mit Hilfe der sehr genau (besser als 0,1 keV) bekannten γ -Energien der radioaktiven Quellen Co^{57} , Hg^{203} , Na^{22} , Cs^{137} , Mn^{54} , Co^{60} , γ^{88} (11) durchgeführt. Unsicherheiten bei der Bestimmung der Peak-schwerpunkte bedingten eine Ungenauigkeit der Linienenergien von 2 - 3 keV. In Tabelle 2 sind die niederenergetischen Über-



Niederenergetische Einzelspektren des Kerns ^{190}Os
mit Ge(Li)-Detektor (8 cm² x 7 mm)

gänge der beiden Spektren zusammengefaßt und ihre relativen Intensitäten angegeben.

6.3. Messung der Koinzidenzspektren

Zur Untersuchung der Koinzidenzen zwischen hoch- und niederenergetischer γ -Strahlung wurde folgende Meßanordnung verwendet (24): Ein Ge(Li)-Detektor (RCA; 8cm^2 , 7mm) und ein $3'' \times 3''$ -NaJ-Kristall befanden sich in 90° -Anordnung am Target (Abb. 10). Eine Pb-Abschirmung zwischen beiden Detektoren sollte die Koinzidenzen zwischen hochenergetischen Übergängen und der 511-keV-Strahlung reduzieren, die bei der Paarbildung im Ge-Detektor entsteht und im NaJ-Detektor registriert wird.

Für den Ge-Detektor wurde die gleiche Verstärkerkombination von Tennelec wie bei der Messung der Einzelspektren benutzt, zur Verarbeitung der Impulse des NaJ-Detektors diente eine im IKF (25) gebaute Verstärkerkombination. Die Koinzidenzanalyse wurde in einem zweiparametrischen Impulshöhenanalysator der Fa. Victoreen mit 10000 Kanälen vorgenommen; eine konventionelle Koinzidenzelektronik aus dem Bauprogramm des IKF steuerte das Gate des Impulshöhenanalysators. Abb. 11 zeigt das elektronische Schalt-schema.

Mit dem Ge-Detektor wurden die hochenergetischen Übergänge gemessen, die dazu koinzidente niederenergetische Strahlung wurde im NaJ-Detektor aufgenommen. Mit dieser Verwendung der Detektoren lassen sich für Koinzidenzereignisse wesentlich schärfere Peaks erzeugen als bei Erfassung der hochenergetischen Strahlung mit dem Szintillationszähler, da wegen des unterschiedlichen Auflösungsvermögens die Peakbreiten in diesem Energiebereich sich um den Faktor 25 - 30 unterscheiden. Zum anderen besitzen die Totalabsorptions-, Single-Escape- und Double-Escape-Linien für den NaJ-Detektor etwa gleiche Intensität und überdecken sich so stark, daß eine Trennung ihrer Koinzidenzpeaks mit einem niederenergetischen Übergang sehr erschwert wird. Bei einem geringen Peak zu Untergrund-Verhältnis ist dann eine Unterscheidung wirklicher Koinzidenzübergänge von vorgetäuschten Kaskaden und vom Untergrund nicht mehr möglich.

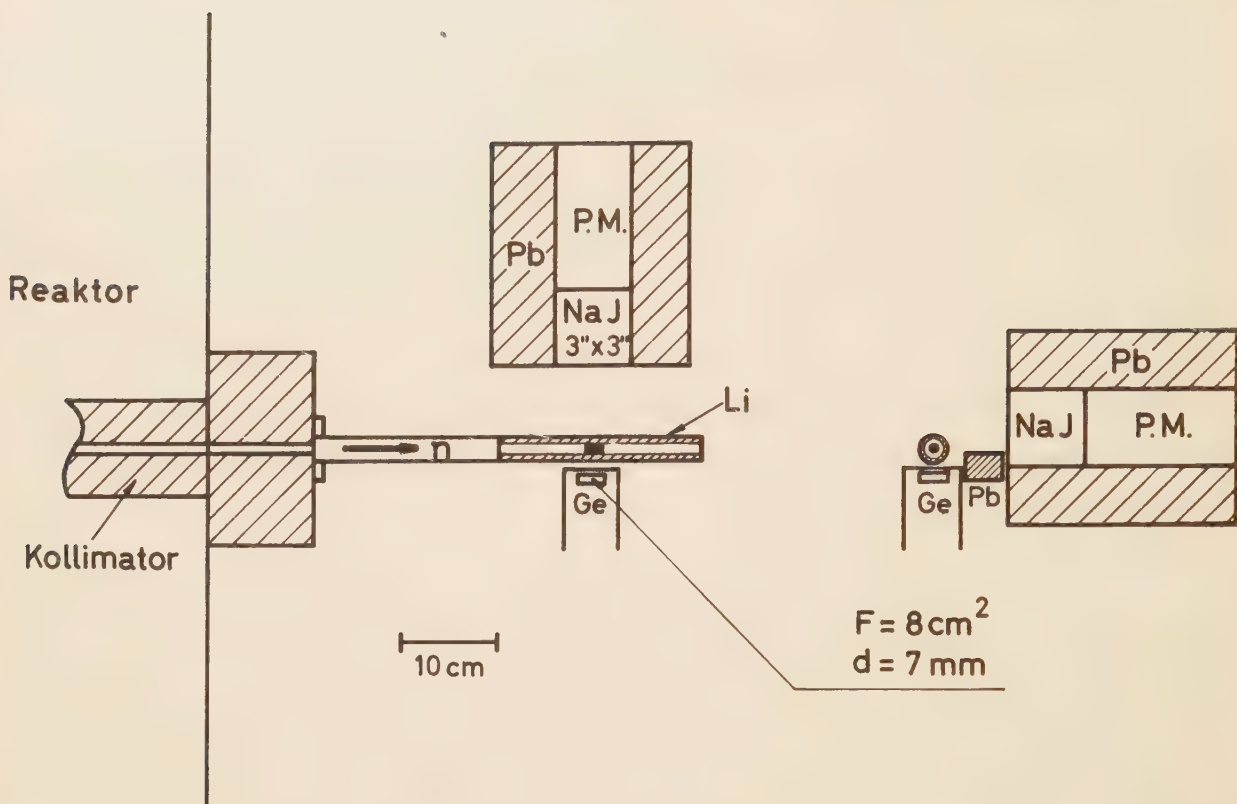


Abb.10 γ - γ -Koinzidenz - Meßanordnung

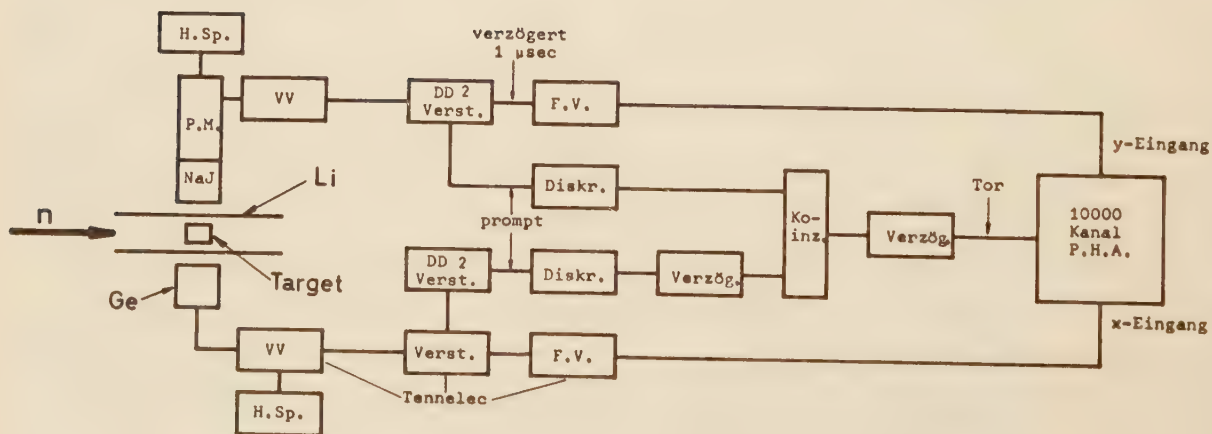


Abb.11 Blockschaltbild für γ - γ -Koinzidenzmessungen

Das Energieauflösungsvermögen des NaJ-Detektors betrug 9 %, also 60 keV HWB, für die 661 keV-Linie von Cs^{137} . Die Peakansprechwahrscheinlichkeit wurde ebenfalls bestimmt; u.a. ergab sich für den Totalabsorptionspeak ein Wert von 75 % bei 200 keV und von 13 % bei 1,5 MeV.

Die Koinzidenzauflösungszeit 2τ lag bei verschiedenen Messungen zwischen 60 und 100 nsec. Es waren Meßzeiten von 150 Stunden für die Aufnahme eines Koinzidenzspektrums erforderlich (2 Reaktorwochen). Während einer Meßreihe wurden $4 - 6 \cdot 10^5$ Koinzidenzereignisse registriert. Wegen des sehr inhomogenen Untergrundes war eine Ereigniszahl von 30 die untere Grenze für die Bestimmung eines Übergangs.

Der Zerfallscharakter der gefundenen niederenergetischen Zustände wurde bis zum Zustand bei 1857 keV untersucht, der durch den intensivsten hochenergetischen Übergang gespeist wird (Tab. 1). Dazu wurden die Koinzidenzen zwischen der einen Zustand speisenden hochenergetischen γ -Strahlung und den verschiedenen beim Zerfall des Zustandes emittierten γ -Quanten gemessen. Eine Messung umfaßte den hochenergetischen Bereich von der Bindungsenergie bis 5,934 MeV (zu 1857 keV) und den niederenergetischen Bereich von 150 - 600 keV, eine zweite Messung die gleichen hochenergetischen Übergänge und dazu koinzidente γ -Quanten von 500 - 2000 keV. Die 10000 Kanäle des Impulshöhenanalysators waren zur Aufnahme des Koinzidenzspektrums zu einer Matrix von 50 Zeilen ($y = \text{const.}$, $x = 1 - 200$) und 200 Spalten ($x = \text{const.}$, $y = 1 - 50$) angeordnet. Die 200 Kanäle der 50 Zeilen nahmen das hochenergetische Spektrum des Ge-Detektors von 5,9 - 7,8 MeV auf, was einer Kanalbreite von 9,5 keV entsprach. Die 50 Kanäle der Spalten enthielten das niederenergetische Spektrum des NaJ-Detektors, in zwei Messungen von 150 - 600 keV, Kanalbreite 9 keV, und von 500 - 2000 keV, was einer Kanalbreite von 30 keV gleichkam. Jede Messung wurde zweimal durchgeführt. Der Inhalt Z eines Kanals sind die Koinzidenzereignisse zu dem dem Kanal entsprechenden hoch-niederenergetischen Energieintervallpaar.

Nachdem in der Höhenliniendarstellung des zweiparametrischen Display ($Z = \text{const.}$) des PHA die Lage der meisten Koinzidenzpeaks bereits grob festgelegt werden konnte, wurde aus den

Zeilenspektren ($y = \text{const.}$) die genaue Energie und Intensität der Koinzidenzübergänge ermittelt. Die im Koinzidenzspektrum festgestellten niedereenergetischen Übergänge wurden daraufhin untersucht, ob sie zu einem der bekannten Niederenergieniveaus führen. Da dies in fast allen Fällen zutraf, war eine bei dem großen Abstand dieser Niveaus eindeutige Bestimmung des Zerfallscharakters möglich. Die aus dem Koinzidenzspektrum auf etwa 15 keV zu bestimmende Übergangsenergie konnte dadurch mit der Energieunsicherheit der durch die Primärübergänge gespeisten Niveaus festgelegt werden. Daneben ergänzen die im niedereenergetischen Einzelspektrum mit dem Ge-Detektor auf 2 - 3 keV gemessenen Übergänge diese Energiebestimmung, wo für die ermittelte Übergangsenergie eine genügend intensive Linie im Einzelspektrum gefunden wurde.

Ein Koinzidenzpeak erstreckt sich in Abhängigkeit von der Breite der Einzelpeaks für Ge- und NaJ-Detektor bei den jeweiligen Energien über einige Zeilen und Spalten. Diese Koinzidenzpeaks erheben sich über einen Untergrund von echten Koinzidenzen, an denen Comptonereignisse beteiligt sind.

Um einen Koinzidenzpeak zu analysieren, ist der Inhalt im Peak eines Zeilenspektrum abzüglich seines Untergrundes zu ermitteln und für aufeinanderfolgende Zeilenspektren aufzutragen. Weiter unten wird das Verfahren an einem typischen Beispiel geschildert. Von der Verteilung der Peakinhalte, die sich über 50 Zeilenspektren erstreckt und die alle niedereenergetischen Koinzidenzlinien zu einem hochenergetischen Übergang enthält, ist wiederum der Untergrund abzuziehen. Der Inhalt eines Peaks dieser Verteilung der Zeilenpeaks stellt die tatsächliche Koinzidenzzahl der hochenergetischen Double-Escape-Ereignisse einer Übergangsenergie mit den Totalabsorptionsergebnissen eines dazu in Koinzidenz befindlichen niedereenergetischen Übergangs dar. Diese Zählrate ist zur Bestimmung der relativen Intensität eines Übergangs mit der Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ- und Ge-Detektors für die betreffenden Energien zu wichten. Die Intensitäten der Koinzidenzübergänge können bei schwachen Peaks bis zu 50 % fehlerhaft sein, bei starken Übergängen 10 - 20 %.

Abb.12 Teil des hochenergetischen (12a) und des niederenergetischen (12b) Einzelspektrums mit den koinzidenten Übergängen
6.246 MeV - 1358 keV und 6.246 MeV - 987 keV

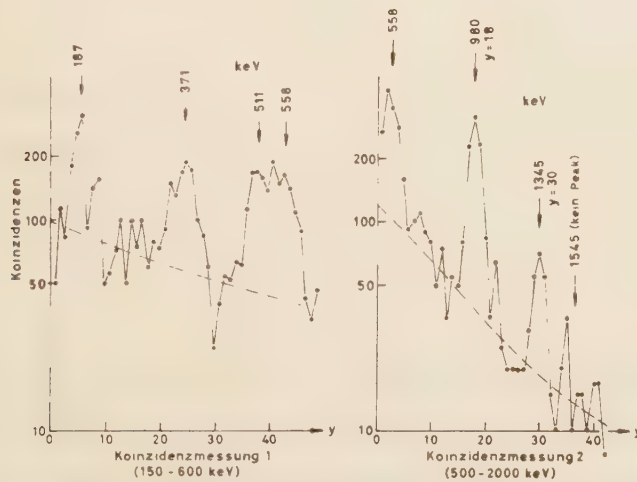
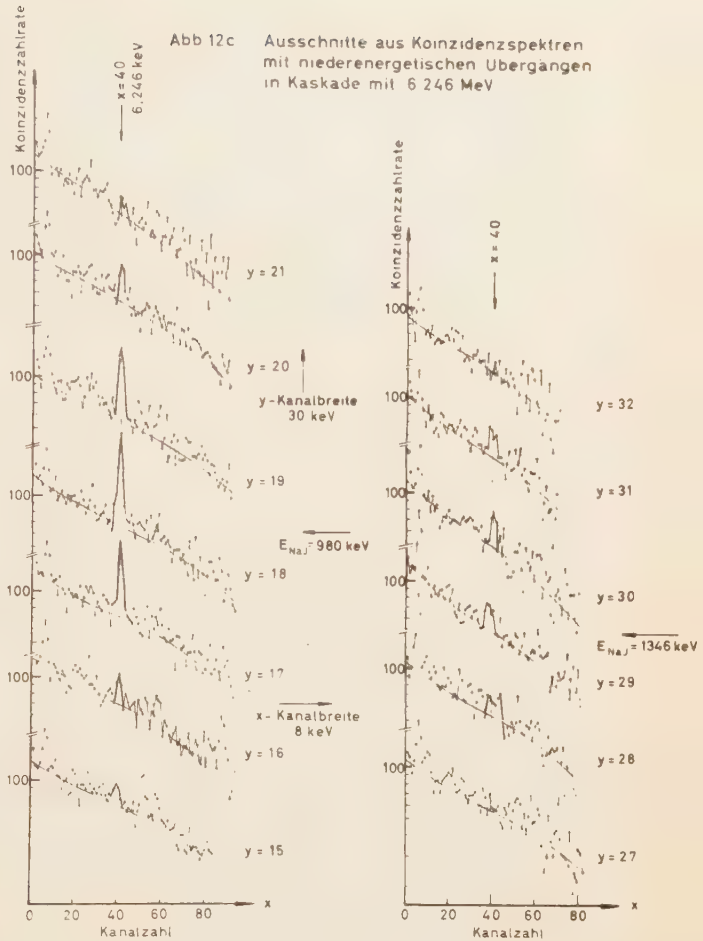
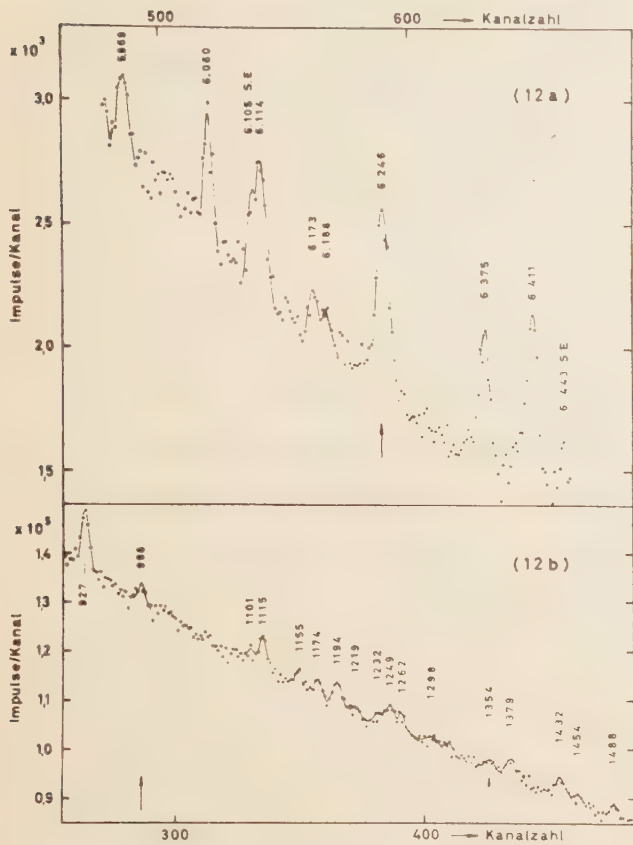
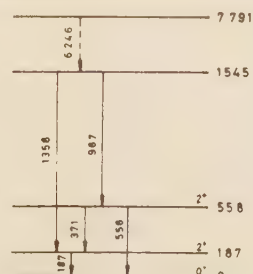


Abb.12d Spektrum der Koinzidenzpeaks zum hoch-energetischen Übergang mit 6.246 MeV

Abb.12e Niveau und Koinzidenzen zum Übergang mit 6.246 MeV



Bei der teilweise schlechten Statistik, der intensitätsschwächste Koinzidenzpeak enthielt nach 150 Stunden Meßzeit 35 Ereignisse, während im stärksten Peak 1200 Ereignisse registriert waren, und der ungünstigen Peak zu Untergrund-Verhältnisse der Koinzidenzspektren erwies sich diese Methode der Peakauswertung als die geeignetste. Wegen der schlechten Statistik war eine Auswertung mit einem maschinellen Rechenprogramm nicht möglich.

Ein Beispiel für die Analyse der Koinzidenzspektren und die Leistungsfähigkeit der Koinzidenzmessungen zeigt Abb. 12. In 12 a ist ein Teil des hochenergetischen γ -Spektrums mit der Linie bei 6,246 MeV gezeigt. 12 b gibt einen Ausschnitt des niederenergetischen Ge-Spektrums wieder, in dem Koinzidenzen zur 6,246-MeV-Linie beobachtet wurden. Die koinzidenten Linien sind markiert. Abb. 12 c zeigt die Zeilenspektren, in dem die Koinzidenzpeaks liegen. Die Inhalte der Koinzidenzpeaks (Zählraten über 3 Kanäle nach Abzug des Untergrundes) sind in 12 d aufgetragen. Nach Abzug des Untergrundes gibt dieses Spektrum die Energien der mit 6,246 MeV koinzidenten niederenergetischen Übergänge und nach Wichten mit der Ansprechwahrscheinlichkeit deren relative Intensitäten wieder. 12 e zeigt die sich aus dieser Messung ergebenden Zerfallskaskaden. Dieses Beispiel zeigt die Schwierigkeit, bei zu geringer Intensität der Niederenergielinien durch Anwendung des Kombinationsprinzips den Zerfall der durch die Hochenergiestrahlung gefundenen Zustände zu ermitteln. Durch Koinzidenzmessungen können sich in solchen Fällen noch sichere Aussagen gewinnen lassen.

In Tabelle 3 sind die hochenergetischen Linien zusammengestellt, die mit den niederenergetischen Übergängen eine durch die Experimente als sicher anzunehmende Kaskade bilden. Die relativen Intensitäten beziehen sich bei den hochenergetischen Übergängen auf 100 Zerfälle des Einfangzustandes, die über die angegebenen Übergänge stattfinden, bei den niederenergetischen Linien ist bezogen auf 100 Zerfälle der durch diese hochenergetischen Übergänge erreichten Niveaus. Aus dem Vergleich der Intensitäten, mit der ein Zustand populiert wird und zerfällt, kann geschlossen werden, daß alle starken Übergänge der untersuchten Niveaus gefunden wurden. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen

Tab. 3

Hoch-niederenergetische γ, γ -Koinzidenzübergänge in Os^{190}

Primär- Übergang MeV	I_{rel}	Niveau u. Sekundär- Übergänge keV	I_{rel}	Primär- Übergang MeV	I_{rel}	Niveau u. Sekundär- Übergänge keV	I_{rel}
7,791 (3)	7,8	<u>Grundzu- stand</u>		6,246 (3)	8,8	<u>1545</u>	
						1358	2,0
7,604 (3)	5,1	<u>187</u>				986	7,9
		187	3,8			558	5,0
7,233 (3)	14,1	<u>558</u>				371	2,5
		558	8,9			187	5,5
		371	6,5	6,114 (3)	7,0	<u>1677</u>	
		187	6,1			1677	2,5
7,035 (3)	2,0	<u>756</u>				1488?	0,4
		569	2,6			1119	2,8
		187	3,7			558	3,3
6,879 (3)	1,3	<u>912</u>				371	1,2
		725	1,0			187	3,5
		187	1,3	6,059 (3)	5,2	<u>1732</u>	
6,678 (3)	3,9	<u>1113</u>				1546	2,9
		1113	1,0			1174	3,2
		926	1,6			558	1,1
		725	0,7			371	1,0
		558	1,8			187	4,5
		371	0,6	5,934 (3)	30,5	<u>1857</u>	
		187	4,5			1670	10,2
6,410 (3)	9,1	<u>1381</u>				1298	8,9
		1194	10,6			1101	4,5
		823?	0,4			558	6,5
		187	11,5			371	5,3
						187	15,3
6,358 (3)	5,8	<u>1432</u>					
		1432?	0,3				
		1247	1,3				
		874	1,5				
		558	2,5				
		371	0,8				
		322	0,7				
		187	5,8				

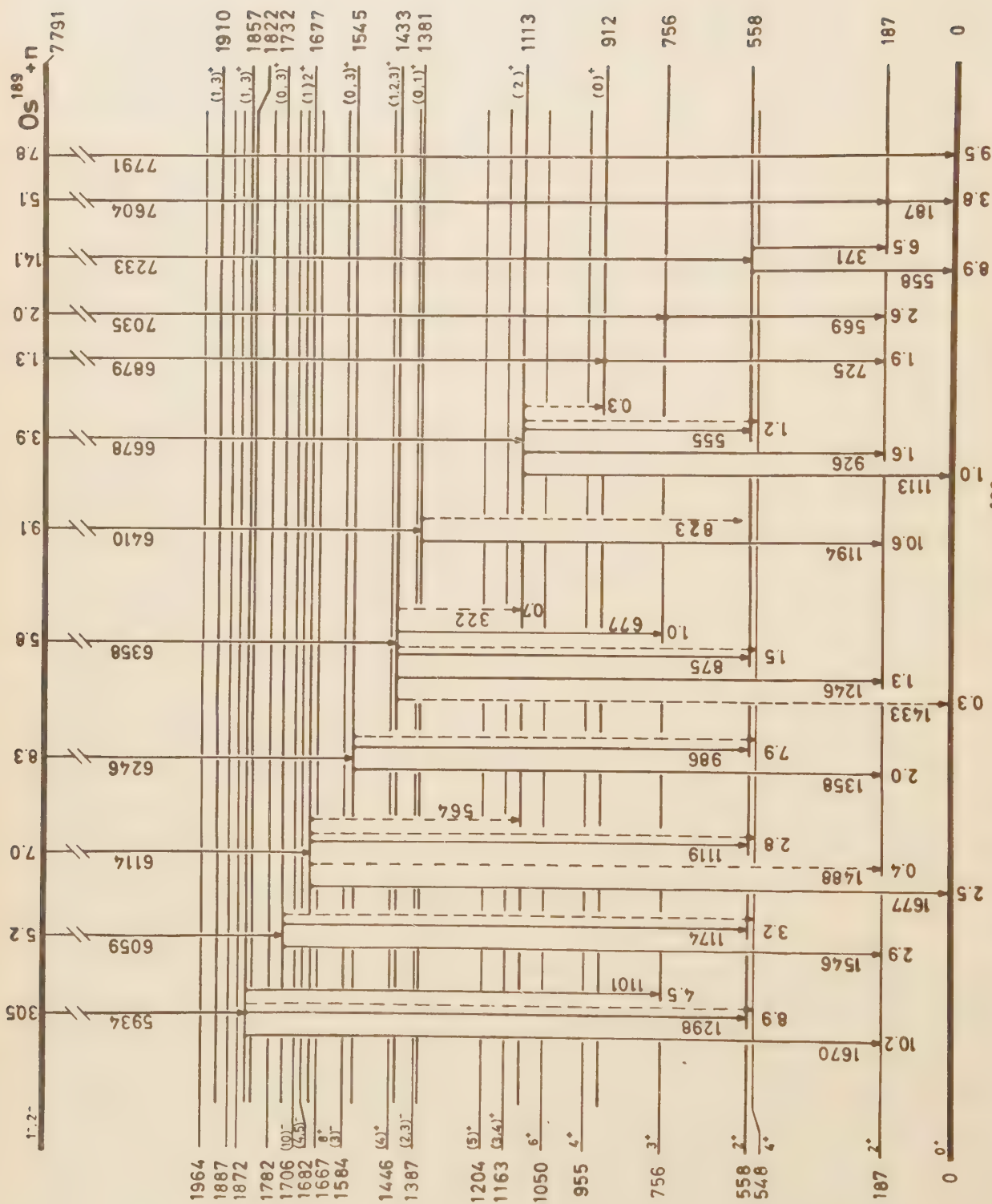


Abb. 13 Niveauschema aus ^{189}Os (n, γ) ^{190}Os

werden, daß einige schwächere Übergänge im statistisch stark schwankenden Untergrund verschwunden sind.

Die erwarteten Übergänge zu den bekannten Niveaus 0^+ (Grundzustand, 2^+ (187,558 keV) und 3^+ (756 keV) wurden gefunden und ihre Koinzidenzen mit den Zerfallslinien der Niveaus sowie ihre relativen Intensitäten in sehr guter Übereinstimmung mit dem bekannten Os^{190} -Schema gemessen. So beträgt als Vergleich das Intensitätsverhältnis der Linien 558 und 369 keV beim Zerfall des 558-keV-Zustandes in der Literatur (11) $56/44 = 1,28$, hier wurde als Verhältnis beider Intensitäten $8,9/6,5 = 1,37$ gemessen.

Bild 13 zeigt das bei den Koinzidenzexperimenten gefundene Niveau- und Zerfallsschema des Kerns Os^{190} . Links sind die Niveaus angegeben, die bisher bekannt waren, rechts die über die hochenergetische Einfangstrahlung bestimmten Niveaus. Die eingezeichneten Pfeile zeigen nur solche Übergänge an, die bei den Koinzidenzmessungen ermittelt wurden.

7. Diskussion der gefundenen Zustände

Für die Zustände, die bei den durchgeführten Experimenten gefunden wurden, können aufgrund des Zerfallscharakters und der Übergangsintensitäten Angaben über mögliche Spins und Paritäten gemacht werden. Dabei wird angenommen, daß nur $E1$ -Übergänge vom Einfangzustand 1^- und 2^- gesehen werden und mögliche, weniger intensive $M1$ -Strahlung nicht beobachtet werden kann. Es soll also nur die Frage untersucht werden, ob hochenergetische $E1$ -Strahlung zu niederenergetischen Zuständen mit positiver Parität und Spin 0, 1, 2 oder 3 führt.

Aufgrund der bekannten Quantenzahlen der unteren Zustände der Grundzustandsbande mit $K = 0$: 0^+ , 2^+ und 4^+ sowie der γ -Bande mit $K = 2$: 2^+ , 3^+ und 4^+ und aufgrund der beobachteten Sekundärübergänge, die auf diesen Niveaus enden, sowie deren Intensitäten, lassen sich die Möglichkeiten für die Quantenzahlen K und I der Ausgangszustände einengen. Diese Zustände können von folgender Art sein: 0^+ , $K = 0$; 1^+ , $K = 1$; 2^+ , $K = 1, 2$; 3^+ , $K = 1, 2, 3$. Bei den beobachtbaren Übergängen zur Grundzustands- und γ -Bande kann es sich je nach den Quantenzahlen der Ausgangs- und Endzustände um $E2$ - oder $M1$ -Strahlung handeln oder auch um eine Mischung beider Strahlungsarten. (Für Übergänge zwischen kollektiven Zuständen, die zum gleichen inneren Kernzustand gehören, sind $M1$ -Übergänge nicht möglich (30)).

Bei den untersuchten Zuständen kann es sich um kollektive Vibrations- und Rotationszustände handeln als auch, vor allem bei höheren Energien, um Zwei-quasiteilchenanregungen. Die Nilssonbahnen, die dafür in Frage kommen, lassen sich aus den Grundzuständen und niederen Teilchenanregungen benachbarter Os-Isotope für Neutronenanregungen und Re-Isotope für Protonenanregungen bestimmen. Aus den Nilsson-Diagrammen ist ersichtlich, daß für den uns interessierenden Energiebereich unter 2 MeV wegen der Paarungsenergielücke nur einige Nilssonbahnen berücksichtigt werden müssen (31). Diese Bahnen sind: $9/2^-$ (505), $7/2^-$ (503), $3/2^-$ (512) und $1/2^-$ (510) für Neutronenkonfigurationen sowie $7/2^+$ (404) und $5/2^+$ (402) für Protonenanregungen. Damit ergibt sich nur eine beschränkte Zahl von möglichen Teilchen-Loch-Zuständen, die Spin 0, 1, 2, 3 ergeben.

912 keV

Beim Zerfall des Zustandes mit der Energie 912 keV wurden Übergänge mit 187 und 725 keV in Koinzidenz mit dem den Zustand speisenden hochenergetischen Übergang beobachtet. Die Intensitäten dieser beiden Übergänge betrugen $I(187) = 400 \pm 100$ und $I(725) = 300 \pm 100$. Dabei ist zu bemerken, daß bei der Abschätzung der Intensität der 187 keV-Linie Verluste durch Konversion ($\alpha = 0,3$) und Absorption der Quanten im Os^{189} -Target (etwa 50 %) berücksichtigt wurden. Der Übergang mit 725 keV wird auch im Ge-Einzelspektrum gesehen (Abb. 11, Tab. 2). Danach zerfällt der Zustand vorwiegend über die Kaskade $912(725)2_g^+(187)0_g^+$ zum Grundzustand.

Darüber hinaus wurden im Koinzidenzspektrum weitere Übergänge, besonders zur Gamma-Bande, nicht beobachtet, doch sind sie wegen des hohen Untergrundes nicht auszuschließen. Es läßt sich jedoch eine obere Grenze für die Intensitäten dieser Zerfälle angeben. So ergeben sich für den Zerfall des 912 keV-Niveaus die folgenden Höchstwerte: $I(912-0_g^+) < 70$, $I(912-2_\gamma^+) < 120$. Unter der Annahme, daß ein Übergang zum 2^+ -Zustand der γ -Bande stattfindet, läßt sich die Maximalintensität der darauf folgenden 558-keV-Linie abschätzen zu $I(558) < 110$. Unter der Annahme reiner E2-Strahlung erhält man die Verzweigungsverhältnisse:

$$\frac{(K_i \ 0 \ I_i \ 22)^2}{(K_i \ 0 \ I_i \ 20)^2} \frac{B(E2; 912 \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; 912 \rightarrow 0_g^+)} > 9$$

$$\frac{(K_i \ 0 \ I_i \ 22)^2}{(K_i \ 2 \ I_i \ 22)^2} \frac{B(E2; 912 \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; 912 \rightarrow 2_\gamma^+)} > 0,1$$

Aufgrund des Übergangs zum 2_g^+ -Zustand mit $K = 0$ kommen wegen der Auswahlregeln für I , π und K die Spins $0^+(K = 0)$, $1^+(K = 1)$, und 2^+ , 3^+ ($K = 1, 2$) für den Zustand in Frage, da für jeden dieser Ausgangszustände ein E2-Übergang nach $2^+(K = 0)$ möglich ist. Wegen der starken Unterdrückung des Grundzustandsübergangs sollte es sich allerdings nicht um einen 2^+ -Zustand handeln. Ein 3^+ -Zustand müßte tiefer liegende Zustände der gleichen Bande mit $I = 2$ ($K = 2$) bzw. $I = 1^+$, 2^+ ($K = 1$) besitzen, die

sowohl bei anderen Experimenten als auch in der vorliegenden Untersuchung hätten gefunden werden müssen. Dabei hätte es sich um Teilchenzustände gehandelt, da das Kollektivmodell für gg-Kerne Zustände dieser Art nicht vorsieht. Wegen ihrer energetischen Lage im Vergleich zur Energielücke für Teilchenanregungen nehmen wir jedoch an, daß es sich bei den Zuständen mit 912 und 1113 keV um Zustände mit vorwiegend kollektivem Charakter handelt. Bei Zuständen mit höheren Energien werden die Zustände zunehmend Zweiteilchencharakter zeigen.

Im Bild des kollektiven Modells von Bohr und Mottelson kommen in diesem Energiebereich insbesondere Zustände vom Charakter einer Zweiphonon- γ -Schwingung in Frage. Deren Energie ist durch die Beziehung gegeben:

$$E = E_{\beta}n_0 + E_{\gamma}(2n_2 + \frac{K}{2}) + \frac{\epsilon}{2} (I(I + 1) - K^2)$$

Für $n_0 = 0$, $K = 0$, $I = 0$ und $n_2 = 1$ erhält man:

$$E_{2\text{-Phon.}-\gamma} = 2E_{\gamma}.$$

Dabei ist E_{γ} nicht einfach aus den Energien der beiden 2^{+} -Niveaus der Grundzustands- und Gamma-Bande als $E_{\gamma} = E(2^{+}) - \epsilon$ zu errechnen, da die Rot.-Vib.-Wechselwirkung eine Mischung von Zuständen mit gleichem I , aber verschiedenen K , sowie eine Verschiebung der Rotationsniveaus bewirkt. Die Gamma-Schwingungsenergie läßt sich nach der Rot.-Vib.-Theorie ermitteln.

Fässler, Greiner und Sheline (5) haben die Energien des diagonalisierten Hamiltonoperators mit Rot.-Vib.-Wechselwirkung u.a. für die γ -Bande angegeben. Es zeigt sich, daß die Energie der Beta-Schwingung keinen starken Einfluß ausübt auf die Größe der Rotations- und Gamma-Energie. Die Lage der β -Schwingung ist bei Os^{190} und in seiner Umgebung noch unsicher. Für β -Energien, die zwischen 800 und 1600 keV willkürlich angenommen wurden, ergeben sich Einphonon-Gamma-Energien zwischen

$E_{\gamma} = 505$ keV (zu $E_{\gamma} = 800$ keV) und $E_{\gamma} = 478$ keV (zu $E_{\gamma} = 1600$ keV). Danach sollte in der Nähe von 950 bis 1000 keV ein Zweiphonon- γ -Vibrationszustand liegen. Es ist naheliegend anzunehmen, daß das Niveau mit 912 keV der Zweiphonon-Gamma-Zustand mit $I = K = 0$ ist. Das Fehlen des Grundzustandsübergangs bzw. der große Wert

der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeit zum 2_g^+ -Zustand im Vergleich mit der Wahrscheinlichkeit für den Übergang zum Grundzustand bekräftigen die Annahme, daß es sich um einen Zustand mit $I = 0$ handelt.

Neben der Möglichkeit, daß es sich aufgrund der Vorhersage des Modells um die Zweiphonon- γ -Schwingung handelt, kann nicht ausgeschlossen werden, daß der Zustand zu einer Einphonon- β -Schwingung mit $K = 0$ gehört. Es ist zu prüfen, inwieweit das aus den Messungen ermittelte Verzweigungsverhältnis für die 2^+ -Zustände der Grundzustands- und Gamma-Bande mit den sich aus der Theorie des axialsymmetrischen Kerns in adiabatischer Näherung ergebenden Werten übereinstimmt, sowohl für Gamma- als auch für Beta-Schwingungen, um daraus Rückschlüsse auf den Charakter des Zustands ziehen zu können.

Nach der Theorie unterscheidet sich der Zerfall einer Zweiphonon- γ -Schwingung vom Zerfall einer β -Schwingung. Wenn es sich um reine Zustände handelt, sollte der 0^+ -Zustand einer Zweiphonon- γ -Vibration ausschließlich zum 2^+ -Zustand der Einphonon- γ -Schwingung zerfallen können, ebenso wie beim Zerfall des 0^+ -Zustandes einer Beta-Schwingung nur der Übergang zum 2^+ -Niveau der Grundzustandsbande möglich wäre. In beiden Fällen sind nur Übergänge mit einer Änderung der Phononenzahl um eins erlaubt.

Für den Fall, daß die 0^+ -Zustände zwar rein, die 2^+ -Zustände der beiden unteren Banden jedoch durch Rot.-Vib.-Wechselwirkung vermischt sind, haben Davydov et al. (10) die Übergangswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnisse berechnet. Dabei ist angenommen, daß im 2^+ -Zustand der Grundbande Beimischungen der γ -Bande mit $K = 2$ enthalten sind, im 2^+ -Zustand der γ -Bande Beimischungen der 2^+ -Zustände von Grundbande und Gamma-Bande mit $\lambda = 1$ ($E = 2 \lambda \omega_\gamma$). Die 0^+ -Zustände der β -Bande mit $n = 1$ sowie der γ -Bande mit $\lambda = 1$ werden dabei als reine Zustände angesehen. Mit diesen Annahmen wurden die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für E2-Strahlung berechnet:

$$\frac{B(E2; 0_\beta^+ \rightarrow 2_\gamma^+)}{B(E2; 0_\beta^+ \rightarrow 2_g^+)} = 2\Gamma^2(1 - 2\Gamma^2) \quad \text{und} \quad \frac{B(E2; 0_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; 0_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+)} = \frac{\Gamma^2}{2} \left(1 - \frac{20}{3} \Gamma^2\right)$$

wobei Γ der mittleren Deformation aufgrund der γ -Schwingung entspricht und aus dem Verhältnis der Energien der ersten beiden 2^+ -Zustände erhalten werden kann. Die Verzweigungsverhältnisse lassen sich mit dem von Davydov angegebenen Wert von $\Gamma = 21,9^0$ für Os^{190} abschätzen zu:

$$\frac{B(E2; O_{\beta}^+ \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; O_{\beta}^+ \rightarrow 2_{\gamma}^+)} = 5 \quad \text{und} \quad \frac{B(E2; O_{\gamma}^+ \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; O_{\gamma}^+ \rightarrow 2_{\gamma}^+)} < 0,07$$

Im Vergleich dazu beträgt das Verzweigungsverhältnis aus den vorliegenden Messungen für den Zustand bei 912 keV:

$$\frac{B(E2; 912 \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; 912 \rightarrow 2_{\gamma}^+)} > 0,1$$

Die theoretischen Verhältnisse besagen, daß scharfe Auswahlregeln nicht mehr gelten, daß jedoch beim Zerfall der β -Bande eine Bevorzugung der Grundzustandsbande besteht und in stärkerem Maße bei Zerfall der Zweiphonon- γ -Bande der Übergang zur Einphonon- γ -Bande überwiegt. Unter der Annahme, daß man bei 912 keV an einem kollektiven Zustand mit $K = 0$ festhält, weist der gemessene Wert von $> 0,1$ auf eine Vermischung des O^+ -Zustandes aus Beta- und Gamma-Schwingungsanteilen hin.

Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Kern Os^{188} . O^+ -Zustände wurden hier bei 1086 und 1765 keV gefunden. Das Niveau bei 1086 keV ist vom Zerfallscharakter her weder ein reiner Gamma- noch ein reiner Beta-Vibrationszustand, sondern wird als ein in der Nähe der doppelten γ -Energie gelegener Zweiphonon- γ -Zustand mit Beimischungen einer β -Schwingung gedeutet (16).

Die folgende Tabelle gibt zum Vergleich die experimentellen und theoretischen Verzweigungsverhältnisse von Os^{188} und Os^{190} für die O^+ -Zustände zur Grundzustands- und γ -Bande wieder:

	Os ¹⁸⁸		Os ¹⁹⁰	
	exp.	theor.	exp.	theor.
B(E2; O _β ⁺ → 2 _γ ⁺)	0,15 (1765 keV)	0,16		0,2
B(E2; O _β ⁺ → 2 _g ⁺)				
B(E2; O _γ ⁺ → 2 _g ⁺)	0,23 (1086 keV)	0,05	0,1 (912 keV)	> 0,07
B(E2; O _γ ⁺ → 2 _γ ⁺)				

1113 keV

In Koinzidenz mit dem hochenergetischen Übergang 6,678 MeV, der zum Niveau bei 1113 keV führt, wurden die niederenergetischen Übergänge mit 1113, 926, 558, 371 und 187 keV gemessen. Die Übergangsenergien konnten im Koinzidenzspektrum wegen des geringen Energieauflösungsvermögens des NaJ-Detektors und der großen Kanalbreite von 30 keV nur auf etwa 15 keV bestimmt werden. Eine genaue Energiebestimmung der Übergänge war jedoch möglich, da die Energien aller niederenergetischen Linien im Einzelspektrum mit Ge-Detektoren bis auf 2 keV Unsicherheit gemessen werden konnten.

Die Intensitäten der Koinzidenzübergänge ergaben sich zu:

$I(1113) = 290 \pm 170$, $I(926) = 470 \pm 100$, $I(558) = 530 \pm 270$,
 $I(370) = 220 \pm 150$ und $I(187) = 550 \pm 130$. Außerdem gehört ein schwacher Peak im Koinzidenzspektrum wahrscheinlich zu einem Übergang mit 725 keV, dessen Intensität je nach Annahme über die Lage des Untergundes abgeschätzt werden kann zu:
 $50 \pm 75 \leq I(725) \leq 100 \pm 75$.

Aufgrund dieser Koinzidenzlinien ist ersichtlich, daß der Zustand mit 1113 keV Anregungsenergie zum O⁺- und 2⁺-Niveau der Grundzustandsbande zerfällt. Der intensive Übergang mit 558 keV ist nur so zu erklären, daß der Zustand bei 1113 keV mit einem Übergang von 555 keV zum 2⁺-Zustand der γ-Bande zerfällt und weiter mit 558 keV zum Grundzustand sowie mit dem ebenso in Koinzidenz auftretenden 371 keV-Übergang zum 2⁺-Niveau der Grundzustandsbande. Es ist nicht auszuschließen, daß neben dem 555 keV-

Übergang zum 2^+ -Zustand bei 558 keV auch ein Übergang mit 565 keV zum 4^+_{g} -Zustand bei 548 keV stattfindet, doch sprechen die Intensitäten der 371(+361) keV- und der 558 keV-Linien dafür, daß der Übergang 1113 - 548 keV mit erheblich geringerer Intensität erfolgt als der Übergang 1113 - 558 keV. Die Linien 555 und 558 keV, ebenso wie 371 und 361 keV, sind im Einzel- und Koinzidenzspektrum nicht zu trennen. Aus der Intensität der 558- und 371 keV-Linien und deren bekanntem Intensitätsverhältnis beim Zerfall des 2^+ -Zustandes der γ -Bande von $I(558)/I(371) = 56/44$ folgt für die Intensitäten beim Zerfall des Zustandes mit 1113 keV zum 2^+ -Zustand der γ -Bande und der folgenden Übergänge: $I(555) = 340$, $I(558) = 190$ und $I(371) = 150$.

Wenn ein Zerfall zum 2^+ -Zustand der Gamma-Bande erfolgt, ist ein Übergang zum 3^+ - und 4^+ -Zustand der gleichen Bande ebenfalls nicht auszuschließen. Es ist jedoch zu erwarten, daß beide Übergänge aus energetischen Gründen neben den Übergang zum 2^+ -Zustand keine merkliche Intensität besitzen und nicht zu sehen sind.

Das Vorhandensein eines schwachen Übergangs mit 725 keV im Koinzidenzspektrum deutet darauf hin, daß ein Übergang vom 912 keV-Niveau nach 187 keV (2^+_{g} -Zustand) stattfindet. Dies ist ein Hinweis, daß der 1113 keV-Zustand auch nach 912 keV zerfällt. Dieser Übergang von 200 keV kann nicht getrennt beobachtet werden, da die intensitätsschwache Linie auf der Flanke des 10 mal stärkeren 187 keV-Peaks sitzt.

Aufgrund der beobachteten Übergänge und deren Intensitäten zu Niveaus mit bekanntem Spin sowie der Auswahlregeln für I und K kommen für den Zustand mit 1113 keV die Spins $1(K = 1)$ und $2(K = 0, 2)$ in Betracht.

Wegen der energetischen Lage bei 1100 keV wird angenommen, daß es sich um einen kollektiven Zustand handelt. Hierdurch werden die Spins 1 und $2(K = 2)$ ausgeschlossen. Es liegt nahe zu vermuten, daß es sich um einen 2^+ -Zustand mit $K = 0$ handelt, welcher zum 0^+ -Vibrationszustand bei 912 keV als erster Rotationszustand gehört. Auch der energetische Abstand beider Zustände

könnte dafür sprechen. Die Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des Zustandes lassen sich aus den gemessenen Intensitäten erhalten:

$$\frac{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow 2_g^+)}{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow O_g^+)} = 2,9 \qquad \frac{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow 2_\gamma^+)}{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow 2_g^+)} = 9$$

Unter der Annahme, daß der beobachtete Übergang von 725 keV zu einer echten Koinzidenz gehört und vom Zerfall des 912 keV-Zustands herrührt, zerfällt der Zustand mit 1113 keV mit der Intensität des 725 keV-Übergangs nach 912 keV. Für E2-Strahlung ergeben sich die folgenden Verzweigungsverhältnisse:

$$\frac{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow O_{912}^+)}{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow O_g^+)} > 900 \qquad \frac{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow O_{912}^+)}{B(E2; 2_{1113}^+ \rightarrow 2_\gamma^+)} > 65$$

Ein Verzweigungsverhältnis von 3 für die Übergänge zu O^+ und 2^+ der Grundzustandsbande zeigt, daß der $2^+ \rightarrow 2_g^+$ -Übergang über die Alaga-Regel hinaus gegenüber dem $2^+ \rightarrow O_g^+$ -Zerfall bevorzugt ist. Das deutet auf eine Mischung der Anfangs- und Endzustände hin, wahrscheinlich auch über Anteile des 2^+ -Zustands der γ -Bande in beiden Zuständen. Das hohe Verzweigungsverhältnis für die 2^+ -Zustände der γ - und Grundzustandsbande läßt darauf schließen, daß die γ -Bande durch eine Auswahlregel stark bevorzugt ist. Das kann möglich sein wegen des wahrscheinlicheren Übergangs eines Zweiphononzustands zu einem Einphononzustand als zur Grundzustandsbande, die im 2^+ -Zustand geringe Beimischungen der γ -Schwingung enthält. Es fehlen hier jedoch theoretische Werte zum Vergleich, die Rückschlüsse auf den Grad der Reinheit des Zustands bzw. möglicher Beimischungen von Beta-Schwingungsanteilen zulassen würden. Falls der Zerfall mit der abgeschätzten Intensität zum Zustand bei 912 keV stattfindet, ist das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten für den O_g^+ - bzw. den 2_γ^+ -Zustand und den O^+ -Schwingungszustand bei 912 keV von großem Interesse. Die gemessene große Wahrscheinlichkeit für den Übergang nach 912 keV ist verträglich mit der Annahme, daß es sich hier um einen Übergang innerhalb der gleichen Bande handelt.

Auch G.T. Emery (29) hat die Vermutung ausgesprochen, daß es sich bei den Zuständen mit 912 und 1113 keV Anregungsenergie um die Zweiphonon- γ -Bande handeln könnte.

1381 keV

Für den Zerfall dieses Zustandes wird nur ein starker Übergang mit 1194 keV gesehen, dessen Intensität $I(1194) = 2600 \pm 360$ beträgt. Ein Übergang zum Grundzustand mit 1381 keV konnte nicht beobachtet werden, bzw. es konnte ein oberer Wert für die Intensität eines möglichen Übergangs mit dieser Energie aus der Unsicherheit des Untergrundes abgeschätzt werden zu $I(1381) < 200$.

Eine schwache Koinzidenzlinie von 823 keV kann einen Übergang zum 2^+_{γ} -Zustand bei 558 keV darstellen, je nach Annahme über die Lage des Untergrundes mit einer Intensität von $100^{+110}_{-180} \leq I(823) \leq 110$. Es ist nicht auszuschließen, daß bei Existenz eines solchen Übergangs auch das 4^+_g -Niveau bei 548 keV gespeist wird. Ein Übergang nach 912 keV ist aufgrund der Verhältnisse im Koinzidenzspektrum nicht auszuschließen.

Wegen der beobachteten Übergänge zu den 2^+ -Zuständen kann es sich um einen 0^+ -Zustand handeln (unter der Voraussetzung, daß kein Übergang nach $0^+(912 \text{ keV})$ existiert) oder um einen Zustand mit $1^+(K = 1)$. Alle möglichen 2^+ - und 3^+ -Zustände sollten entweder einen starken Grundzustandsübergang oder einen intensiveren Übergang zur γ -Bande zeigen.

Dieser Zustand bei 1381 keV besitzt als einziger unter den hier untersuchten Zuständen eine Bevorzugung des Zerfalls zur Grundzustandsbande gegenüber der γ -Bande. Unter Zugrundelegung von E2-Strahlung ist:

$$\frac{(K_{\frac{1}{2}} \ 0 \ I_{\frac{1}{2}} \ 22)^2}{(K_{\frac{1}{2}} \ 2 \ I_{\frac{1}{2}} \ 22)^2} \frac{B(E2; 1381 \rightarrow 2^+_g)}{B(E2; 1381 \rightarrow 2^+_{\gamma})} > 4$$

1433 keV

Dieser Zustand zerfällt mit vier sicheren Übergängen. Als stärkste Linien treten die Übergänge mit $E = 1246$ und 875 keV auf, die mit den Intensitäten $I(1246) = 390 \pm 250$ und $I(875) = 550 \pm 210$ zu den 2^+ -Zuständen der Grundzustands- und γ -Bande führen, wobei wieder unsicher bleibt, inwieweit auch der 4^+ -Zustand der Grundzustandsrotationsbande vom letztgenannten Übergang mit populiert wird. Weiterhin wird ein Übergang von etwa 680 keV mit der Intensität $I(680) = 200 \pm 160$ zum 3^+ -Zustand der γ -Bande bei 756 keV beobachtet, ebenso ein sicherer Übergang von etwa 320 keV mit $I(320) = 150 \pm 120$. Diese Linie läßt sich energetisch nur einordnen als Übergang von 1433 nach 1113 keV, jedoch ist hierzu der Folgeübergang mit 1113 keV wegen der geringeren Intensität und Ansprechwahrscheinlichkeit nicht zu beobachten. Deshalb ist die Einordnung nicht als gesichert anzusehen, und der Übergang ist im Zerfallsschema an dieser Stelle gestrichelt eingezeichnet. Ein Grundzustandsübergang als schwacher Peak bei etwa 1430 keV kann nicht als gesichert angesehen werden, ist jedoch auch nicht auszuschließen, $I(1430) = 150 \pm 250$, zumal im Einzelspektrum ein Übergang mit 1433 keV zu beobachten ist. Auch die Zerfälle 1246 , 875 und 320 keV waren im Einzelspektrum als Linien zu sehen. Im Koinzidenzspektrum ist unterhalb des Übergangs mit 320 keV noch ein möglicher Zerfall mit etwa 300 keV zu sehen, der jedoch nicht in das Zerfallsschema einzuordnen ist.

Die gesicherten Übergänge zusammen mit den Endzuständen der Zerfälle und den Auswahlregeln ermöglichen die Spins $1^+(K = 1)$, $2^+(K = 0, 2)$ und $3^+(K = 1)$ für den 1433 keV-Zustand. Lediglich 0^+ kann wegen des Übergangs zum 3^+ -Zustand ausgeschlossen werden.

Innerhalb der Grundzustandsbande wird mit merklicher Intensität nur der 2^+ -Zustand gespeist; ferner zeigt das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten (unter Annahme von $E2$ -Strahlung):

$$\frac{(K_i \ 2 \ I_i \ 22)^2}{(K_i \ 0 \ I_i \ 22)^2} \frac{B(E2; 1433 \rightarrow 2^+_{\gamma})}{B(E2; 1433 \rightarrow 2^+_g)} > 8,5$$

eine starke Bevorzugung des Übergangs zur γ -Bande.

Falls die Einordnung des 320 keV-Übergangs zutrifft, ergibt sich ein sehr großes Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zugunsten dieses Übergangs nach 1113 keV, der dann aufgrund von Vermischungen beider Zustände wegen des geringen energetischen Abstandes als Intrabandübergang gedeutet werden könnte. In diesem Falle würde es sich um einen 2^+ -Zustand handeln.

1545 keV

Beim Zerfall dieses Zustandes sind zwei starke Übergänge zu beobachten, und zwar mit der Energie 1358 und 986 keV, die mit den Intensitäten $I(1358) = 570 \pm 290$ und $I(986) = 2300 \pm 220$ zu den 2^+ -Niveaus der Grundzustands- und Gamma-Bande führen. Ein Übergang zum Grundzustand wird nicht gesehen. Die Intensität eines möglichen Übergangs dieser Energie kann aus der Unsicherheit des Untergrundes nach oben abgeschätzt werden zu $I(1545) < 280$.

Aufgrund des Zerfallscharakters des Zustands kommen von den vorgesehenen Spinnmöglichkeiten nur 0^+ und $3^+(K = 2)$ in Frage. Würde es sich um einen 1^+ -Zustand handeln, so sollte über M1-Strahlung ein Zerfall zum Grundzustand erfolgen und zu beobachten sein. Für 2^+ -Zustände ($K = 1, 2$) sollte der Grundzustandsübergang etwa so stark sein wie der Übergang zum 2_g^+ -Zustand.

Da der Zerfall zur γ -Bande etwa 20 mal stärker ist als zur Grundzustandsbande, wie die Übergangswahrscheinlichkeiten (für E2-Strahlung) zeigen

$$\frac{(K_f \ 2 \ I_f \ 22)^2}{(K_f \ 0 \ I_f \ 22)^2} \frac{B(E2; 1545 \rightarrow 2_\gamma^+)}{B(E2; 1545 \rightarrow 2_g^+)} = 19$$

kann vermutet werden, daß es sich um einen Zustand mit $I = 2$, $K = 3$ handelt, der merkliche Beimischungen der γ -Bande enthält. Der Übergang zum 3^+ -Zustand der γ -Bande kann dabei deshalb nicht gesehen werden, weil für E2-Strahlung der entsprechende Clebsch-Gordon-Koeffizient null ist. Ein E2-Übergang zum 4_γ^+ -Zustand mit 590 keV sollte um den Faktor 13 schwächer sein als der Übergang zum 2_γ^+ -Zustand und sich im Spektrum an die 558 keV-Linie anschließen. Er konnte im Koinzidenzspektrum nicht beobachtet werden.

1677 keV

Für den Zerfall dieses Zustandes wurden mit Sicherheit zwei intensive Übergänge mit 1677 und 1119 keV beobachtet, die zum Grundzustand und zum 2^+ -Zustand der Einphonon- γ -Bande führen. Die Intensitäten der Linien betragen $I(1677) = 750 \pm 500$ und $I(1119) = 800 \pm 310$. Ganz schwach wird ein möglicher Übergang der Energie 1488 keV gesehen mit $I(1488) = 100 \pm 300$. Wegen der großen Unsicherheit dieses Übergangs wird er im Zerfallsschema nur gestrichelt angegeben, obwohl im Ge-Einzelspektrum eine intensive Linie mit 1488 keV vorhanden ist, die gut zu einem Übergang 1677 - 187 keV paßt. Auch die beiden anderen Linien konnten im Einzelspektrum beobachtet werden.

Vom Zerfall her läßt sich dieser Zustand gut erklären mit Spin $2^+(K = 1)$, da hier bei E2-Strahlung im Gegensatz zu allen anderen (I, K) -Kombinationen der Clebsch-Gordan-Koeffizient für den Übergang zum 2^+_g -Zustand geringer ist als für den Grundzustandsübergang:

$$(K_i \ K_f \ I_i \ L \ I_f)^2 = \begin{array}{l} (10220)^2 = 0,200 \\ (10222)^2 = 0,072 \end{array}$$

Die Intensität des Übergangs mit 558 keV ist wesentlich größer, als sie der Intensität der 1194 keV-Linie nach sein dürfte, die zum Niveau mit 558 keV führt. So besteht die Möglichkeit, daß ein Teil der Intensität der Koinzidenzlinie bei 558 keV zu einem (davon nicht getrennten) Übergang mit 564 keV gehört, der zum 1113 keV-Zustand führen würde. Da die darauf folgenden Übergänge nicht getrennt beobachtet werden können, ist dieser Übergang nicht gesichert und wird im Zerfallsschema gestrichelt eingezeichnet.

1732 keV

Hier wurden zwei intensive Übergänge der Energie 1546 und 1174 keV gefunden. Ein Übergang zum Grundzustand konnte nicht beobachtet werden; die Intensität eines möglichen Übergangs dieser Energie wurde wegen des Fehlers des Untergrundes abgeschätzt zu $I(1732) < 220$, wohingegen die Intensitäten der beiden gemessenen Übergänge $I(1546) = 850 \pm 480$ und $I(1174) = 930 \pm 330$

betragen. Der Zerfall mit 1546 keV führt zum 2^+ -Niveau der Grundzustandsbande, während der Zerfall mit 1174 keV den 2^+ -Zustand der γ -Bande bei 558 keV speist. Dabei ist nicht auszuschließen, daß auch ein Übergang zum 4^+ -Niveau der Grundzustandsbande bei 548 keV stattfindet.

Aufgrund der beobachteten Zerfälle zu den 2^+ -Zuständen der Grundzustands- und γ -Bande und des Fehlens eines Grundzustandsübergangs kann es sich um einen 0^+ - oder $3^+(K = 1, 2)$ -Zustand handeln.

1857 keV

Dieser Zustand wird durch den stärksten aller hochenergetischen Übergänge gespeist. Er zerfällt mit zwei etwa gleich intensiven Übergängen der Energie 1670 und 1298 keV, $I(1670) = 3000 \pm 600$ und $I(1298) = 2600 \pm 600$, zu den 2^+ -Zuständen der Grundzustands- und Gamma-Bande und mit einer halb so starken Linie von 1101 keV, $I(1101) = 1300 \pm 550$, zum 3^+ -Zustand der γ -Bande. Auch in diesem Fall bleibt die Frage offen, ob neben dem gesicherten Übergang zum 2^+_{γ} -Zustand auch ein Zerfall zum 4^+_g -Zustand stattfindet.

Anwendung der Auswahlregeln auf die beobachteten Zerfälle läßt die Spins $1^+(K = 1)$ und $3^+(K = 1)$ zu.

1910 keV

Dieser Zustand liegt oberhalb der Energien, die für die Koinzidenzmessungen erfaßt wurden. Eine längere Betriebsstörung des FRF verhinderte die Untersuchung einiger höherer Niveaus hinsichtlich ihres Zerfalls durch weitere Koinzidenzexperimente. Die Ergebnisse der niederenergetischen Einzelmessungen können jedoch Aufschlüsse liefern über den möglichen Zerfall dieses Zustandes. So passen die mit 3 keV Unsicherheit gemessenen Linien 1727, 1354 (hier handelt es sich um eine Liniengruppe) und 1153 keV gut zum Zerfall dieses Niveaus zu den Zuständen $2^+(187 \text{ keV})$ der Grundzustandsbande sowie 2^+ und $3^+(558 \text{ und } 756 \text{ keV})$ der Gamma-Bande.

Der Zustand zeigt den gleichen Zerfallscharakter wie der bei 1857 keV, was auch in diesem Fall eine Zuordnung von Spin 1 oder 3 ermöglicht. Die Energie des Niveaus ist aufgrund der Niederenergieübergänge zu korrigieren auf 1912(3) keV.

8. Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußfolgerungen

Durch die Ergebnisse der Koinzidenzmessungen ist der Zerfallscharakter der Niveaus unter 2 MeV aufgeklärt worden, die nach Neutroneneinfang in Os^{189} und El -Zerfall der gebildeten hochangeregten Os^{190} -Kerne erzeugt werden. Es stellt sich die Frage, inwieweit diese Zustände den Vorstellungen des Kollektivmodells gerecht werden oder wo ein Zustand teilweise oder vollständig Teilchencharakter aufweist. Ferner ist zu erwägen, ob in einzelnen Fällen bereits bekannte Zustände in Os^{190} eine Ergänzung bilden können zu den hier gefundenen oder umgekehrt. Weiterhin kann man versuchen, unter den beobachteten Zuständen nach Rotationsbanden zu suchen, obwohl die große Niveaudichte bei höheren Energien zu starken Wechselwirkungen und Vermischungen der Zustände führt.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Zustände mit 912 und 1113 keV Anregungsenergie sich als ein Vibrationszustand mit Spin und Parität 0^+ sowie dem ersten 2^+ -Zustand einer sich darauf aufbauenden Rotationsbande erklären lassen. Während der Zustand bei 1113 keV vom Zerfall her gut als ein Zustand mit ausgeprägtem Charakter einer Zweiphonon- γ -Schwingung angesehen werden kann, zeigt der Zerfall des 912 keV-Zustandes nicht die Merkmale einer reinen Zweiphonon- γ -Vibration. Es muß angenommen werden, daß beide zwar als Zustände mit stark kollektivem Charakter angesehen werden dürfen, die jedoch nicht unvermischt sind, sondern Überlagerungen verschiedener Zustände darstellen, wobei vor allem Vermischungen einer Zweiphonon-Gamma-Schwingung und einer Beta-Vibration den Zerfallscharakter bestimmen. Außerdem ist gerade für den Zerfall des 912 keV-Zustands wichtig, daß auch die 2^+ -Endzustände Mischungen der Grundzustands- und Gamma-Bande darstellen. Da die Energien der beiden betrachteten Zustände, 912 und 1113 keV, die Voraussagen des Kollektivmodells bezüglich ihrer Lage in der Nähe der doppelten Energie der γ -Schwingung gut bestätigen, kann angenommen werden, daß der 0^+ - und 2^+ -Zustand der Zweiphonon- γ -Bande, vermischt mit Anteilen der β -Bande, mit der erwarteten Energie gefunden wurde.

Eine Stütze dieser Annahme bildet die Existenz eines Zustandes bei 1163 keV, dessen Spin und Parität Kane und Emery (15) mit 4^+ ermittelten und den sie ebenso wie Sheline (26) seinem Zerfallscharakter nach als Kopf der Zweiphonon- γ -Bande mit $K = 4$ deuteten, da nämlich der Zustand ausschließlich zur Einphonon- γ -Bande zerfällt. Ebenso hat Yamazaki (16, 17) durch Winkelkorrelationsmessungen den Spin des 1163 keV-Zustandes mit 4 bestimmt. Demgegenüber schreiben Harmatz und Handley (18) diesem Zustand Spin und Parität 3^+ zu. In der gleichen Arbeit weisen diese Autoren auf einen 4^+ -Zustand in Os^{186} bei 1352 keV hin, der bei etwa der doppelten Energie der γ -Schwingung liegt, $E(2^+_{\gamma}) = 767$ keV. Diesem Zustand schreiben sie wegen seines ausschließlichen Zerfalls zur γ -Bande und des Vorhandenseins eines zugehörigen 5^+ - und 6^+ -Rotationszustandes bei 1560 und 1780 keV Zweiphonon- γ -Schwingungscharakter mit $K = 4$ zu.

Diese Zustände in den Os-Isotopen, bei 1352 keV in Os^{186} mit $K = I = 4, 0^+$ bei 1086 keV in Os^{188} , 912 und 1113 keV mit $I = 0^0$ und 2^+ , $K = 0$, sowie bei 1163 keV mit $K = I = 4$ in Os^{190} zeigen einen mit wachsender Massenzahl abfallenden Energieverlauf, wie er für die γ -Schwingungszustände im Übergangsgebiet typisch ist. Da sie etwa bei der doppelten Energie der Einphonon- γ -Schwingungszustände des betreffenden Isotops liegen, werden sie als Zweiphonon- γ -Schwingungszustände gedeutet.

Damit kann eine der Voraussagen des Rot.-Vib.-Modells als durch die Experimente bestätigt angesehen werden, nämlich die Anregung zweier Zweiphonon- γ -Schwingungen mit $K = 0$ und $K = 4$ in der Nähe der doppelten Energie der Einphonon- γ -Vibration.

Durch die Messungen sollten weitere 0^+ -Zustände gefunden werden können, wobei besonderes Interesse dem 0^+ -(und 2^+)-Zustand der β -Bande galt. Als 0^+ -Zustände kommen diejenigen mit der Anregungsenergie 1381, 1545 und 1732 keV in Frage, die keinen Übergang zum 0^+ -Grundzustand aufweisen. Der Zustand bei 1545 keV besitzt jedoch wegen der starken Bevorzugung des Zerfalls zur γ -Bande sicherlich keinen Beta-Vibrationscharakter, die beiden anderen Zustände kommen als β -Schwingungen in Frage, wobei der 1732 keV-Zustand wegen des starken Übergangs zur γ -Bande sicherlich erhebliche Beimischungen von Zuständen anderer

Anregungsformen hätte. Lediglich der 1381 keV-Zustand könnte vom Zerfall her ein reiner β -Schwingungszustand sein; auch wurde bei 1433 keV ein möglicher 2^+ -Zustand gefunden, der trotz seines schwachen Grundzustandsübergangs und des geringen energetischen Abstandes als zugehöriger 2^+ -Rotationszustand gedeutet werden könnte. Da aber für den 1433 keV-Zustand vom Zerfall her am ehesten $K = 2$ in Frage kommt (anstatt $K = 0$ für eine β -Schwingung), muß dieser Deutungsversuch sehr in Frage gestellt werden, so daß für die Existenz von Beta-Schwingungszuständen keine sicheren Hinweise gefunden werden konnten.

Die Einzeldiskussion der Zustände ergab, daß für die 1433- und 1545 keV-Zustände $I = 2$ und 3 mit $K = 2$ möglich ist. Es ist nicht auszuschließen, daß es sich hierbei um eine Rotationsbande einer Zweiquasiteilchenanregung handelt. Ebenso zeigt die Diskussion der Zustände bei 1677 und 1857 keV, daß sie 2^+ - und 3^+ -Zustände einer Rotationsbande mit $K = 1$ sein können, zu der der 1^+ -Bandenkopf allerdings im Koinzidenzspektrum nicht gesehen werden konnte. (Der Zerfall eines 1618 keV-Niveaus nach einem hoch-energetischen Übergang von 6,173 MeV (Tab. 1) war, möglicherweise aus Intensitätsgründen, nicht zu analysieren.)

Mit dieser Diskussion sollte der Versuch unternommen werden, die gefundenen Zustände daraufhin zu untersuchen, ob und in welchem Maße ihnen ein Kollektivcharakter zugeschrieben werden kann und inwieweit sich die Voraussagen des Kollektivmodells hinsichtlich der Beta- und der Zweiphonon-Gamma-Bande bestätigen lassen. Aufgrund der wahrscheinlich starken Vermischung aller Zustände der verschiedenen Banden läßt sich jedoch keine eindeutige Zuordnung aller Zustände zu einzelnen Banden sowie möglicher Banden zu den verschiedenen Anregungstypen treffen. Über das Ausmaß der Beimischungen von Zweiteilchenzuständen zu Kollektivzuständen sowie über die Konfiguration der hier gefundenen Zustände mit Zweiteilchencharakter lassen sich keine Aussagen machen.

Das bisher bekannte Niveauschema des Kerns Os^{190} wurde durch die in Abb. 13 und Tab. 1 angegebenen Niveaus ergänzt, deren Zerfallscharakter zum Teil (Tab. 3) durch γ, γ -Koinzidenzmessungen bestimmt werden konnte.

9. Neuere theoretische Entwicklungen

In jüngster Zeit wurden theoretische Arbeiten durchgeführt, bei denen die kollektiven Kerngrößen Potentialenergiefläche $V(\beta, \gamma)$ (12) (32) und die Trägheits- und Massenparameter $J(\beta, \gamma)$ und $B(\beta, \gamma)$ (32) nicht dem Experiment entnommen, sondern mikroskopisch mit Hilfe des Einteilchen-Schalenmodells berechnet werden. Dabei wird eine Restwechselwirkung aufgrund von Paar- und Quadrupolkräften angenommen. Es wird darauf hingewiesen, daß damit u.a. die Kopplung zwischen β - und γ -Vibration und Rotation exakt berechnet werden kann und sich für die Kerne des Übergangsgebiets als sehr stark ergibt. Mit diesen mikroskopisch ermittelten kollektiven Parametern wurde eine vollständige numerische Lösung der Schrödingergleichung mit dem allgemeinen Bohrschen Hamiltonoperator durchgeführt, weswegen die in Abschnitt 2 behandelten Modelle für Spezialfälle des Hamiltonoperators in der mikroskopischen Theorie enthalten sind.

Ergebnisse der Rechnungen für zehn Kerne des Übergangsgebiets von W^{182} bis Pt^{196} sind u.a. die Grundzustandswellenfunktion und die Energien des 2^+ - und 4^+ -Zustands der Grundzustandsbande, des 2^+ - und 3^+ -Zustands der γ -Bande sowie des 0^+ - und 2^+ -Zustands einer ersten höheren Bande mit $K = 0$. Außerdem wurden Quadrupolmomente und Übergangswahrscheinlichkeiten für die ermittelten Zustände berechnet (Kumar u. Baranger (32)).

Die Ergebnisse zeigen, daß die Kerne des Übergangsgebietes wesentlich komplizierter aufgebaut sind als durch das einfache Bohr-Mottelson-Modell des axialsymmetrischen Kerns oder das Davydov-Modell des starren asymmetrischen Kreisels erklärt werden kann. So zeigt z.B. die Grundzustandswellenfunktion sowohl prolate wie oblate Anteile wie auch asymmetrische, wobei zu bemerken ist, daß sich ergebende statische Asymmetrien mit einem sehr flachen Minimum in $V(\beta, \gamma)$ bei vielen Kernen durch die Nullpunktsbewegung verwischt werden.

Die Lage der angegebenen Energieniveaus wird mit mehr oder weniger großen Abweichungen vom Experiment berechnet. Von Interesse sind hier die Energien der ersten höheren 0^+ -Zustände.

So werden z.B. Os^{188} und Os^{190} die ersten 0^+ -Zustände bei 836 und 877 keV vorausgesagt, während sie für Os^{188} bei 1086 und Os^{190} bei 913 keV gefunden wurden.

Die $B(E2)$ -Werte für die Übergänge zwischen den ermittelten Zuständen werden errechnet, u.a. für den Übergang des ersten 0^+ -Zustandes zu den 2^+ -Zuständen der Grundzustands- und γ -Bande. Für Os^{188} und Os^{190} ergab sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Werten für das Verhältnis der $B(E2)$ -Werte dieser Übergänge. Es zeigt sich auch eine gute Übereinstimmung dieser Verhältnisse mit den in Abschnitt 6 angegebenen Verhältnissen von Davydov unter der Annahme eines γ -Schwingungscharakters des 0^+ -Zustandes.

Den dritten 2^+ -Zustand sagen Kumar und Baranger (32) bei 1192 keV voraus, bei unseren Messungen und (29) wurde ein 2^+ -Zustand bei 1113 keV gefunden. Auch für diesen Zustand wurden Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet. Für den Zerfall zu den 2^+ -Zuständen der Grundzustands- und γ -Bande jedoch unterscheidet sich das Verhältnis der $B(E2)$ -Werte um den Faktor 9 vom Experiment (bei Kumar und Baranger (32) ist dieses Verhältnis gleich 1), und für den Zerfall zur Grundzustandsbande ergibt das Experiment ein Verhältnis der $B(E2)$ -Werte von 2,9 zugunsten des Übergangs zum 2^+_{g} -Zustand, während die Theorie (32) dafür den Wert 0,027 liefert, also ein völlig entgegengesetztes Zerfallsverhalten vorhersagt.

Da der rechnerische Aufwand bei diesen mikroskopischen Berechnungen kollektiver Kerneigenschaften sehr groß ist, mußten sie auf diese wenigen Zustände beschränkt bleiben. So fehlen z.B. Angaben über weitere 0^+ -Zustände, die von großem Interesse wären.

Literaturverzeichnis

- (1) A.Bohr, B. Mottelson: Dan. Mat. Fys. Medd. 27 No.16 (1953)
- (2) A. Fässler, W. Greiner: Zeitschr. f. Physik 168 (1962) 425
- (3) A. Fässler, W. Greiner: Zeitschr. f. Physik 170 (1962) 105
- (4) A. Fässler, W. Greiner: Zeitschr. f. Physik 177 (1964) 190
- (5) A. Fässler, W. Greiner, R.K. Sheline: Nucl. Phys. 70 (1965) 33
- (6) A.S. Davydov, G.F. Filippov: Nucl. Phys. 8 (1958) 237
- (7) A.S. Davydov, V.S. Rostovski: Nucl. Phys. 12 (1959) 58
- (8) A.S. Davydov, A.A. Chaban: Nucl. Phys. 20 (1960) 499
- (9) A.S. Davydov: Nucl. Phys. 24 (1961) 682
- (10) A.S. Davydov et al.: Nucl. Phys. 27 (1961) 134
- (11) C.M. Lederer, J. Hollander, I. Perlmann: Table of Isotopes (1967)
- (12) U. Mosel: Zeitschr. f. Physik 217 (1968) 256
- (13) F.K. McGowan, P.H. Stelson: Phys. Rev. 122 (1961) 1274
- (14) A.H.W. Aten et al.: Physika 21 (1955); Nucl. Data Sheets 1963
- (15) W.R. Kane, G.T. Emery: Phys. Rev. 119, 6 (1960) 1953
- (16) T. Yamazaki: Nucl. Phys. 44 (1963) 353
- (17) T. Yamazaki: Nucl. Phys. 49 (1963) 1
- (18) B. Harmatz, T.H. Handley: Nucl. Phys. 56 (1964) 1
- (19) J.H.E. Mattauch et al.: Nucl. Phys. 67 (1965) 32
- (20) K. Stelzer: IKF 1, interner Bericht (1961)
- (21) A. Huhs: Diplomarbeit IKF D 87 (1967)
- (22) H.E. Jackson, A. Namenson, G. Thomas: Phys. Lett. 17,3 (1965) 324
- (23) O.W.B. Schult et al.: Phys. Rev. 164 (1967) 1553
- (24) F. Barthel: Private Mitteilung, Dissertation (erscheint demnächst)
- (25) W. Kessel: IKF 14, interner Bericht
- (26) R.K. Sheline: Rev. of Mod. Phys. 32 (1960) 1
- (27) L.B. Warner, R.K. Sheline: Nucl. Phys. 36 (1962) 207
- (28) T. Yamazaki et al.: UCRL 16996 (1967)
- (29) G.T. Emery: Private Mitteilung (1967)
- (30) P.O. Lipas: Phys. Lett. 8 (1964) 279
- (31) K. Stelzer: Private Mitteilung

- (32) K. Kumar, M. Baranger: Nucl. Phys. A 122 (1968) 273
- (33) Y. Yoshizawa, B. Elbek et al.: Nucl. Phys. 73 (1965) 273
- (34) T. Grotdal et al.: Nucl. Phys. A 110 (1968) 385
- (35) B. Harmath, T.H. Handley: Nucl. Phys. 81 (1966) 481
- (36) P.O. Tjøm, B. Elbek: Nucl. Phys. A 107 (1968) 385
- (37) D. Burke, B. Elbek: Mat. fys. Medd. 36.6 (1967)
- (38) R. Graetzer et al.: Nucl. Phys. 76 (1966) 1
- (39) R.K. Smither: Phys. Rev. 129 (1963) 1691
- (40) M.D. Goldberg et al.: Neutron Cross Sections, BNL 325 (1966)

Die Arbeit wurde am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main durchgeführt.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr. E. Schopper, möchte ich sehr danken für die Möglichkeit, diese Arbeit in seinem Institut anzufertigen und für die stete Unterstützung und sein Interesse bei ihrer Durchführung.

Ich danke Herrn Professor Dr. N. Fiebiger, der die Bearbeitung dieses Themas anregte und ihre Durchführung vorbereitete. Seinen Bemühungen ist es zu danken, daß uns angereicherte Isotope zur Verfügung standen.

Herrn Dr. K. Stelzer danke ich sehr für zahlreiche Hinweise und Diskussionen, die den Fortgang der Arbeit sehr förderten. Er gab mir viele wertvolle Ratschläge zur experimentellen und theoretischen Durchführung der Arbeit.

Fräulein E. Steuer half mir oft durch Anfertigung von Spektren und Zeichnungen. Dafür danke ich ihr herzlich.

Die Reaktor-Betriebsgruppe ermöglichte durch zuverlässigen Dauerbetrieb des Reaktors die Ausführung der Messungen.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung gilt der Dank für die Bereitstellung von Mitteln zur Durchführung der Experimente.

Lebenslauf.

Am 20.7.1933 wurde ich in Frankfurt am Main geboren. Von 1939 - 1943 besuchte ich in Wiesbaden die Volksschule, danach von 1943 - 1953 das Gutenberg-Realgymnasium in Wiesbaden bis zum Abitur im Jahre 1953.

1954 begann ich an der Universität Frankfurt am Main mit dem Studium der Physik. 1957 legte ich die Vordiplomprüfung ab. Im Institut für Kernphysik von Professor Dr. E. Schopper fertigte ich seit 1959 unter Anleitung von Dr. E. Rössle die Diplomarbeit mit dem Titel an:

"Ein Konverter zur Erzeugung eines hohen Flusses schneller Neutronen durch Konversion thermischer Neutronen in U^{235} in einem Strahlkanal des FRF. Absolutmessung des schnellen Neutronenflusses und seiner Energieverteilung mit Schwellensonden."

Im Juli 1964 legte ich in Frankfurt die Diplomhauptprüfung ab.

Seit 1.1.1965 arbeite ich im kernphysikalischen Institut als wissenschaftlicher Mitarbeiter von Professor Dr. E. Schopper. Während dieser Zeit, in den Jahren 1967 - 69, entstand die vorliegende Arbeit.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren

Pphysik: Beck, Czerny, Dänzer, Hund, Mrowka, Müser, Schopper;

Chemie: Royen, Wieland;

Mathematik: Behrens, Franz, Moufang.

